

# **Rauscharme Ausleseschaltungen für die FIR-Sensorik**

**Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften der  
Universität Duisburg-Essen  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte Dissertation**

**von**

**Daniel Würfel**

**aus Gelsenkirchen**

<b>Referent:</b>	<b>Prof. B. J. Hosticka, Ph.D.</b>
<b>Korreferent:</b>	<b>Prof. Dr.-Ing. P. Laws</b>
<b>Tag der mündlichen Prüfung:</b>	<b>29.04.2010</b>



## **Vorwort**

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme (IMS) in Duisburg. Ich danke den Herren Prof. A. Grabmaier bzw. Prof. G. Zimmer, die mir als Institutsleiter die Durchführung der vorliegenden Arbeit ermöglichten.

Mein besonderer Dank für die engagierte wissenschaftliche Betreuung der Arbeit geht an meinen Doktorvater Herrn Prof. B. J. Hosticka. Zahlreiche Diskussionen lieferten wertvolle Anregungen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. P. Laws danke ich für die freundliche und gewissenhafte Übernahme des Korreferats.

Für die freundliche Unterstützung und fachlichen Anregungen möchte mich bei allen aktiven und ehemaligen Kollegen bedanken, mit denen ich im Rahmen meiner Dissertation zusammengearbeitet habe. Namentlich möchte ich Herrn Dr.-Ing. J. Huppertz, Herrn Dr.-Ing. D. Weiler und Herrn R. Lerch besonders hervorheben.

Daniel Würfel

---

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Gliederung	2
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Allgemeine Strahlungsphysik	4
2.2	Infrarote Strahlung	5
<b>3</b>	<b>IR-sensitive Sensoren</b>	<b>11</b>
3.1	Der photonische Sensor	11
3.2	Thermische Sensoren	12
3.2.1	Der Thermopile-Sensor	13
3.2.2	Der pyroelektrische Sensor	14
3.2.3	Das Diodenmikrobolometer	15
3.2.4	Das Mikrobolometer (Bolometer)	15
3.3	Die Strahlungsphysik des Bolometers	17
3.4	Die Zusammensetzung des Bolometerstromes	28
3.5	Kurze Einführung ins Rauschen	31
3.5.1	Thermisches Rauschen an Widerständen und MOSFETs	31
3.5.2	1/f-Rauschen bei Widerständen und MOSFETs	35
3.5.3	Rauschen aufgrund der thermischen Leitfähigkeit in Mikrobolometern	36
3.6	Kalibration und Focal Plane Array (FPA)-Temperatur-Kompensation	40
<b>4</b>	<b>Numerische Lösung der Wärmebilanzgleichung für transiente Vorgänge</b>	<b>43</b>
<b>5</b>	<b>Ausleseschaltungen für die FIR-Sensorik</b>	<b>53</b>
5.1	Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias	54
5.2	Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias (Kondensator $C_P$ parallel)	58
5.3	Constant Current Readout	62
5.4	Constant Current Readout (Kondensator $C_P$ parallel)	64
5.5	Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung	67
5.6	Constant Current Readout mit gmC-Integrator	79
5.7	Ein neuartiger Integrator	81
5.8	Aufladung eines Kondensators	86

---

5.9	Sigma-Delta-ADC.....	90
5.9.1	Modell des Quantisierers .....	91
5.9.2	Der Sigma-Delta-ADC.....	93
5.9.3	Realisierungsmöglichkeiten von SDMs.....	100
5.9.4	Vergleich von zeitdiskretem und zeitkontinuierlichem SDM.....	104
5.9.5	Dezimation des Ausgangssignals des SDMs.....	104
5.9.6	Sigma-Delta-Modulator 1. Ordnung .....	107
5.9.7	Sigma-Delta-Modulator 2. Ordnung .....	111
5.10	Vergleich der Ausleseschaltungen .....	117
<b>6</b>	<b>Architektur und Optimierung von Mikrobolometer-Arrays mit CMOS-Ausleseelektronik.....</b>	<b>122</b>
6.1	Allgemeiner Überblick über On-Chip-Auslesearchitekturen .....	122
6.2	Bewertung des Einsatzes der Bolometer-Ausleseschaltungen .....	124
6.2.1	Bestmögliche Anordnung der Ausleseschaltung beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung.....	127
6.3	Bestmögliche Anordnung der Ausleseschaltung beim SDM .....	129
6.4	Implementierung des ADCs .....	132
<b>7</b>	<b>Realisierungen von Bolometer-Arrays .....</b>	<b>136</b>
7.1	160 x 120 Bolometer-Array mit Integratorauslese.....	136
7.1.1	Systementwurf .....	140
7.1.2	Rauschabschätzung .....	141
7.1.3	Simulationen .....	155
7.1.4	Messungen am Testchip mit Integrator-Auslese .....	157
7.1.5	Redesign.....	164
7.2	640 x 480 Bolometer-Array mit SDM 2. Ordnung.....	165
7.3	Systementwurf SDM 2. Ordnung .....	169
7.3.1	Rauschberechnung.....	175
7.3.2	Simulationsergebnisse .....	182
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>192</b>
	<b>Literatur.....</b>	<b>195</b>
	<b>Anhang .....</b>	<b>200</b>
	Anhang A Ergänzungen zu den Rauschberechnungen .....	200
A.1	Berechnung des Rauschstromes des U/I-Wandlers für den Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung.....	200

---

A.2	Übertragungsfunktion des Integrators.....	201
A.3	Rauschen des C2C-DACs .....	202
A.4	Rauschen des R2R-DACs .....	203
A.5	Funktion der CDS-Stufe.....	204
A.6	Ergebnisse der Rauschberechnung Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung.....	207
A.8	Bestimmung der Spannung $U_0$ bei der Schaltungsvariante Aufladung eines Kondensators zur Gegenüberstellung der NETDs .....	208
Anhang B	Kurzer Überblick über einige wichtige radiometrische Größen .	209
Anhang C	Quellcode des VerilogA-Modells für ein Bolometer.....	211

## Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1:	Spektrale spezifische Ausstrahlung für einen Körper bei verschiedenen Temperaturen [7] .....	5
Abbildung 2:	Aufteilung des Spektralbereichs elektromagnetischer Wellen [3] .....	6
Abbildung 3:	Atmosphärische Transmission [8] .....	7
Abbildung 4:	Aufnahme eines Parkplatzes im Winter mit einer NIR-Kamera [35] .....	9
Abbildung 5:	Aufnahme eines Parkplatzes im Winter mit einer FIR-Kamera [35] .....	9
Abbildung 6:	Aufnahmen eines Straßenzuges - Vergleich NIR nachts oben links, NIR mittags oben rechts, FIR nachts Mitte links, FIR mittags Mitte rechts, VIS mittags unten [35].....	10
Abbildung 7:	Aufbau eines Thermopile-Sensors [9].....	13
Abbildung 8:	Schnitt durch ein pyroelektrisches Sensorelement von Raytheon [11] (vgl. Abbildung 10).....	14
Abbildung 9:	Schnitt durch ein SOI Dioden-Sensorelement (a) Vergrößerung und Neigung des in (a) eingekreisten Bereiches (b) [9] (vgl. Abbildung 10).....	15
Abbildung 10:	Aufbau eines Mikrobolometers [31].....	17
Abbildung 11:	Strahlengang vom Strahler zum Bolometer (entlehnt an [13])	18
Abbildung 12:	Verlauf der Bolometertemperaturänderung im Verhältnis zur Strahlertemperaturänderung $\delta T / \delta T_{\text{Str}}$ in Abhängigkeit der Strahlertemperatur $T_{\text{Str}}$ ( $A_{\text{Bolo}} = 25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ , $F_{\text{no}} = 1$ , $f = 12.5 \text{ mm}$ , $d = 12.5 \text{ mm}$ , $\epsilon_{\text{Str}} = 1$ ) .....	20
Abbildung 13:	Temperaturverhalten eines Bolometers bei sprunghafter Änderung der Strahlungsleistung (basiert auf [13]) .....	23
Abbildung 14:	Stromresponsivität in Abhängigkeit des Wärmeleitwertes, Parameter aus Tabelle 2, $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ .....	27
Abbildung 15:	Stromresponsivität in Abhängigkeit der Bolometerspannung, Parameter aus Tabelle 2.....	28
Abbildung 16:	Ersatzschaltbild eines rauschenden Widerstandes.....	32

Abbildung 17:	System bestehend aus einem Widerstand in Reihe mit einer Rauschspannungsquelle parallel zu einem Kondensator .....	33
Abbildung 18:	Ersatzschaltbild eines rauschenden MOSFETs .....	34
Abbildung 19:	Schaltung zur Bestimmung der NEP hervorgerufen durch das weiße Rauschen des Bolometerwiderstandes .....	39
Abbildung 20:	Prinzip der Zwei-Punkt-Kalibration (basiert auf [44]) .....	41
Abbildung 21:	Wirkung der Zwei-Punkt-Kalibration [44] .....	41
Abbildung 22:	Wirkung der Bias Equalization Method [44] .....	42
Abbildung 23:	Strahlengang vom Strahler zum Bolometer - erste Absorption	45
Abbildung 24:	Strahlengang vom Strahler zum Bolometer - zweite Absorption .....	45
Abbildung 25:	Temperaturverlauf der Bolometertemperatur $T$ für verschiedene konstante Spannungen $U_{\text{Bias}}$ (eingeschaltet zum Zeitpunkt $t=0$ ), konstante Strahlertemperatur $T_{\text{Str}}$ .....	51
Abbildung 26:	Temperaturverlauf der Bolometertemperatur $T$ für verschiedene konstante Spannungen $U_{\text{Bias}}$ (eingeschaltet zum Zeitpunkt $t=0$ ), konstante Strahlertemperatur $T_{\text{Str}}$ (vergrößert) .....	52
Abbildung 27:	Grundsätzliche Möglichkeiten der Auslese eines Bolometers.	54
Abbildung 28:	Ersatzschaltbild des Spannungsteilers mit Constant Voltage Bias mit Rauschquellen .....	54
Abbildung 29:	Ersatzschaltbild des Spannungsteilers mit Constant Voltage Bias mit zusätzlichem Kondensator am nichtinvertierenden Eingang des OTAs .....	59
Abbildung 30:	Ersatzschaltbild des Constant Current Readout mit Rauschquellen .....	62
Abbildung 31:	mögliche Realisierung der Stromquelle .....	63
Abbildung 32:	Prinzipschaltbild des Constant Current Readout mit Rauschquellen .....	65
Abbildung 33:	Ersatzschaltbild Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung (mit Rauschquellen) .....	68
Abbildung 34:	Modell der Kurzzeitintegration .....	69
Abbildung 35:	Frequenzverhalten des Kurzzeitintegrators für $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ , $R_{\text{Bolo}}(T_0) = 10 \text{ M}\Omega$ und $C_{\text{int}} = 1 \text{ pF}$ .....	70



Abbildung 36: Modell des Kurzzeitintegrators mit zusätzlichem Stromeingang .....	70
Abbildung 37: Ersatzschaltbild Constant Current Readout mit gmC-Integrator .....	79
Abbildung 38: Ersatzschaltbild des neuartigen Integrators .....	82
Abbildung 39: Ersatzschaltbild zur Aufladung eines Kondensators .....	86
Abbildung 40: Transferfunktion eines 3-Bit Quantisierers (basiert auf [16]) ...	91
Abbildung 41: Lineares Modell eines Quantisierers (basiert auf [16]) .....	92
Abbildung 42: Quantisierungsfehler eines 3-Bit-Quantisierers (basiert auf [16]) .....	92
Abbildung 43: Amplituden-Verteilung des Quantisierungsfehlers (basiert auf [16]) .....	92
Abbildung 44: Rauschleistungsdichte (basiert auf [16]) .....	93
Abbildung 45: SDM 1. Ordnung mit 1-Bit-ADC als Quantisierer (basiert auf [17]) .....	94
Abbildung 46: Linearisiertes Modell eines SDMs 1. Ordnung mit 1-Bit-Quantisierer (basiert auf [16]) .....	95
Abbildung 47: Eingangssignal und Ausgangssignal beim SDM 1. Ordnung ..	96
Abbildung 48: Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens beim SDM 1. Ordnung ( $f_s = 200 \text{ kHz}$ , $\Delta = 2 \text{ V}$ ) .....	97
Abbildung 49: Blockschaltbild eines SDMs 2. Ordnung (basiert auf [16]) .....	98
Abbildung 50: Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens beim SDM 2. Ordnung ( $f_s = 200 \text{ kHz}$ , $\Delta = 2 \text{ V}$ ) .....	99
Abbildung 51: Zeitdiskretes Blockschaltbild eines SDM 2. Ordnung (basiert auf [16]) .....	100
Abbildung 52: 1-Bit-SDM 1. Ordnung (zeitdiskret) .....	101
Abbildung 53: 1-Bit-SDM 1. Ordnung (zeitkontinuierlich) .....	101
Abbildung 54: 1-Bit-SDM 2. Ordnung (zeitkontinuierlich) .....	103
Abbildung 55: SDM 2. Ordnung (zeitdiskret mit kontinuierlicher Integration des Bolometerstromes) .....	104
Abbildung 56: Aufbau eines SINC-Filters (basiert auf [17]) .....	105
Abbildung 57: Übertragungsfunktion eines SINC-Filters 3. Ordnung ( $f_s = 200 \text{ kHz}$ , $\text{Dez} = 128$ , $O = 3$ ) .....	106
Abbildung 58: Blockschaltbild des zeitkontinuierlichen SDMs 1. Ordnung...	109

Abbildung 59:	Blockschaltbild des zeitkontinuierlichen SDMs 2. Ordnung...	113
Abbildung 60:	Möglichkeiten zur Anordnung der Ausleseschaltung .....	123
Abbildung 61:	Überblick über die Möglichkeiten, den AD-Wandler zu implementieren .....	123
Abbildung 62:	NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit $t_{\text{Pixel}}$ beim SDM 2. Ordnung mit $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ .....	125
Abbildung 63:	NETD in Abhängigkeit der Biasspannung $U_{\text{Bias}}$ beim SDM 2. Ordnung mit $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ .....	126
Abbildung 64:	NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit $t_{\text{Pixel}}$ beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ .....	126
Abbildung 65:	NETD in Abhängigkeit der Biasspannung $U_{\text{Bias}}$ beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ .....	127
Abbildung 66:	NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit $t_{\text{Pixel}}$ bei Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit $U_{\text{Bias}} = 1.65 \text{ V}$ ( $A_{\text{Bolo}} = 35 \mu\text{m} \times 35 \mu\text{m}$ ).....	128
Abbildung 67:	Vergleich der NETDs hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen beim SDM 1. Ordnung und 2. Ordnung ( $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ , $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ ) .....	131
Abbildung 68:	Architektur des Bolometer-Arrays mit $160 \times 120$ Pixeln .....	137
Abbildung 69:	Blockschaltbild der Ausleseschaltung mit Bolometer-Matrix .	137
Abbildung 70:	Ablauf der Auslese der Bolometer in einer Zeile innerhalb eines Bildes .....	139
Abbildung 71:	Layout des $160 \times 120$ Bolometer-Arrays (Das Bolometer-Array innerhalb des Chips ist lediglich für Bolometer vorgesehen).	139
Abbildung 72:	Vereinfachte Ersatzschaltung des Integrators.....	141
Abbildung 73:	Schaltung des Integrators und der Offsetstromquelle mit Rauschquellen .....	143
Abbildung 74:	Schaltung der CDS-Stufe mit Rauschquellen .....	143
Abbildung 75:	Schaltung des DAC1 mit Rauschquellen .....	144
Abbildung 76:	Schaltung des DAC2 mit Rauschquellen .....	144
Abbildung 77:	Schaltung des Spannungsfolgers als Spaltenverstärker mit Rauschquellen .....	145
Abbildung 78:	Schaltung des Ausgangsverstärkers mit Rauschquellen .....	145
Abbildung 79:	Taktschema für die Integrator-Auslese .....	146

Abbildung 80:	Spannungsverlauf am Ausgang des Integrators und an der CDS-Stufe.....	156
Abbildung 81:	Spannungsverläufe für verschiedene Strahlertemperaturen am Ausgang der CDS-Stufe am Ende der Akquisitionszeit $t_{\text{Pixel}}$ .	157
Abbildung 82:	Spannungsverlauf des Integrationsvorgangs an der CDS-Stufe .....	158
Abbildung 83:	Spannungsverlauf am Ausgang des Integrators und an der CDS-Stufe (Simulation mit spannungsabhängigen Kondensatoren) .....	159
Abbildung 84:	Spannungsverlauf am Ausgangsverstärker .....	159
Abbildung 85:	DAC-Kennlinie .....	162
Abbildung 86:	Integrale Nichtlinearität (INL) der gemessenen DAC-Kennlinie .....	163
Abbildung 87:	Differentielle Nichtlinearität (DNL) der gemessenen DAC-Kennlinie .....	163
Abbildung 88:	Schaltung der R2R-DACs mit Rauschquellen.....	165
Abbildung 89:	Blockschaltbild des VGA-Bolometer-Arrays .....	167
Abbildung 90:	Pixelarray des VGA-Bolometer-Arrays.....	167
Abbildung 91:	Layout eines Klusters.....	168
Abbildung 92:	Chipfoto des VGA-Bolometer-Arrays .....	168
Abbildung 93:	Schaltbild des SDMs 2. Ordnung .....	170
Abbildung 94:	Taktschema für den SDM 2. Ordnung.....	171
Abbildung 95:	Schaltung der SC-Stromquelle.....	171
Abbildung 96:	NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit $t_{\text{Pixel}}$ ( $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ , $Y_{\text{min}} = -0.5 \text{ V}$ , $Y_{\text{max}} = 0.5 \text{ V}$ , $U_{\text{ref}} = 1 \text{ V}$ , $I_{\text{offset}} = 100 \text{ nA}$ , $I_{\text{ein}} = 25 \text{ nA}$ ) .....	174
Abbildung 97:	NETD hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen in Abhängigkeit der Abtastfrequenz ( $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ , $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ ) ...	175
Abbildung 98:	Erster Integrator mit den berücksichtigten Rauschquellen....	176
Abbildung 99:	Vereinfachtes Modell des realisierten SDMs 2. Ordnung.....	184
Abbildung 100:	Eingangstrom und Ausgangssignal (vereinfachtes Modell, Offsetstrom wurde subtrahiert, nur Quantisierungsrauschen)) .....	185
Abbildung 101:	Erweitertes Modell des realisierten SDMs 2. Ordnung.....	186

---

Abbildung 102: Integratormodell basierend auf einem OPAMP und sein Ersatzschaltbild .....	186
Abbildung 103: Integratormodell mit Bolometerwiderstand und Stromeingängen für die SC-Rückkopplung und SC-Stromquelle .....	187
Abbildung 104: Ersatzschaltung der SC-Stromquelle bei der Entladung in den Stromeingang des Integrators .....	188
Abbildung 105: Ausgangssignal des SINC-Filters als Reaktion auf den Widerstandssprung ( $\Delta R = 0.8\text{M}\Omega$ ) .....	190
Abbildung 106: Verlauf der Spannung $u_d(t)$ am invertierenden Eingang des OPAMPS als Reaktion auf die Strompulse $i_{\text{ein}}(t)$ der SC-Stromquelle und SC-Rückkopplung .....	190
Abbildung 107: Ausgangssignal des SINC-Filters als Reaktion auf den Widerstandssprung ( $\Delta R = 50\ \Omega$ ) .....	191
Abbildung 108: Schaltung des U/I-Wandlers .....	200
Abbildung 109: Schaltbild des Integrators .....	201
Abbildung 110: Ersatzschaltbild für den C2C-DAC .....	202
Abbildung 111: Ersatzschaltbild für den R2R-DAC .....	203
Abbildung 112: Schaltplan des Integrators mit CDS-Stufe zur Analyse .....	204
Abbildung 113: Taktschema zum Schaltplan des Integrators mit CDS-Stufe zur Analyse .....	204
Abbildung 114: Definition des Raumwinkels [37] .....	209

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Aufteilung des gesamten infraroten Spektralbereichs (basiert auf [4]) .....	6
Tabelle 2: Technische Daten des Bolometers.....	19
Tabelle 3: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	57
Tabelle 4: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	60
Tabelle 5: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	63
Tabelle 6: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	65
Tabelle 7: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	73
Tabelle 8: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	81
Tabelle 9: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	84
Tabelle 10: Weitere Rauschquellen und Übertragungsfunktionen .....	89
Tabelle 11: Rauschquellen und deren Rauschleistungsdichten.....	110
Tabelle 12: Rauschquellen und deren Rauschleistungsdichten.....	114
Tabelle 13: Gegenüberstellung der NETDs hervorgerufen durch weißes Rauschen der vorgestellten Schaltungsvarianten .....	119
Tabelle 14: Gegenüberstellung der NETDs hervorgerufen durch 1/f-Rauschen der vorgestellten Schaltungsvarianten .....	120
Tabelle 15: Wichtige benötigte Parameter .....	125
Tabelle 16: Grundlegende Vorgaben für das FIR-Bolometer-Array mit Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung $U_{\text{Bias}}$ .....	127
Tabelle 17: Grundlegende Vorgaben für das VGA-Bolometer-Array mit SDM131 .....	
Tabelle 18: Literaturvergleich von Bolometer-Arrays bezüglich Leistungseffizienz und Flächeneffizienz .....	134
Tabelle 19: Anforderungen an das Bolometer-Array mit 160 x 120 Pixeln.....	136
Tabelle 20: Technische Daten des 160 x 120 Bolometer-Arrays .....	140
Tabelle 21: Rauschquellen und deren Beiträge beim Bolometer-Array mit 160 x 120 Pixel.....	147
Tabelle 22: Übertragungsfunktionen .....	148
Tabelle 23: Parameter des 160 x 120 Arrays.....	153
Tabelle 24: Berechnete Rauschwerte und geschätzte NETD des 160 x 120 Arrays für $C_{\text{int}} = 760 \text{ fF}$ .....	155

Tabelle 25: Strahlertemperaturen, Strahldichten, die Werte der Ausgangsspannung an der CDS-Stufe und Differenzen zum Referenzwert bei $T_{\text{Str}} = 300 \text{ K}$ .....	156
Tabelle 26: Gemessene und berechnete Standardabweichung (DAC1 ist abgeschaltet und der nichtinvertierende Eingang des Integrators direkt an eine externe Referenzspannung angeschlossen).....	160
Tabelle 27: Gemessene Standardabweichung für verschiedene Konfigurationen ( $C_{\text{int}} = 760 \text{ fF}$ ).....	161
Tabelle 28: Daten des vermessenen DACs .....	164
Tabelle 29: Anforderungen an das VGA-Bolometer-Array .....	166
Tabelle 30: Technische Daten des VGA-Bolometer-Arrays .....	169
Tabelle 31: Rauschquellen.....	176
Tabelle 32: Übertragungsfunktionen .....	178
Tabelle 33: Parameter des VGA-Arrays.....	181
Tabelle 34: Berechnete Rauschwerte und geschätzte NETD des VGA-Arrays .....	182
Tabelle 35: Vergleich der Standardabweichung der Simulation mit den berechneten Werten.....	185
Tabelle 36: Vergleich der Standardabweichung mit den berechneten Werten .....	191

## Abkürzungen und Formelzeichen

$\alpha$	Widerstandstemperaturkoeffizient
$\alpha(\lambda)$	Absorptionskoeffizient
$\alpha_A, \alpha_B$	Seebeck-Koeffizienten
$\alpha_H$	Hooge-Parameter
$\Gamma$	„excess noise“ Faktor
$\gamma$	Rauschfaktor
$\gamma_{\text{euler}}$	Euler-Mascheroni Konstante 0.57721
$\Delta$	Aussteuerbereich der Ausgangsspannung
$\Delta f$	Bandbreite
$\Delta E$	Hälfte der Bandgapenergie $E_G$
$\Delta L_{\text{Str}}$	Strahldichteänderung des Strahlers
$\Delta Q_p$	Ladungsänderung
$\Delta R_{\text{NETD}}$	rauschäquivalente Widerstandsänderung
$\Delta T$	Temperaturänderung
$\Delta T_{\text{Str}}$	Strahlertemperaturänderung
$\delta$	LSB der Ausgangsspannung
$\varepsilon_{\text{Bolo}}$	Emissionskoeffizient des Bolometers
$\varepsilon_{\text{Geh}}$	Emissionskoeffizient des Gehäuses
$\varepsilon_{\text{Str}}$	Emissionskoeffizient des Strahlers
$\varepsilon_{\text{sub}}$	Emissionskoeffizient des Substrates
$\zeta$	Temperaturrauschleistungsdichte
$\theta$	Winkel
$\lambda$	Wellenlänge
$\lambda_{\text{max}}$	maximale Wellenlänge
$\lambda_{\text{min}}$	minimale Wellenlänge
$\mu_n$	Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen
$\xi$	Faktor
$\rho$	Reflexionskoeffizient
$\rho_e$	Wahrscheinlichkeitsdichte
$\sigma$	Stefan-Boltzmann-Konstante $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$
$\sigma_i$	Standardabweichung
$\sigma_i^2$	Varianz
$\tau$	Zeitkonstante des OTAs
$\tau(\lambda)$	Transmissionskoeffizient
$\tau_{\text{eff}}$	effektive thermische Zeitkonstante
$\tau_{\text{th}}$	thermische Zeitkonstante
$\Phi_e$	Strahlungsfluss
$\Omega$	Raumwinkel
$A$	Fläche
$A_0$	DC-Verstärkung
$a_1$	digitaler Koeffizient
$A_1$	Fläche
$a_2$	Digitaler Koeffizient
$A_2$	Empfängerfläche

$A_{\text{Bolo}}$	Fläche des Bolometers
AD	Analog/Digital
$A_{\text{DAS}}$	Fläche eines Sensorelementes
ADC	Analog/Digital-Wandler (engl. Analog/Digital-Converter)
AGC	Automatic Gain Control
$A_s$	bestrahlte Fläche des Sensors
ATF	Aperiodische Übertragungsfunktion
$b$	Wiensche Naturkonstante $2.8978 \cdot 10^{-3}$ Km
B	Wortbreite
$b_1$	digitaler Koeffizient
$b_2$	digitaler Koeffizient
BW	Bandbreite
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$c_{\text{Bolo}}$	Wärmekapazität des Bolometers
CDS	Correlated Double Sampling
$C_{\text{int}}$	Integrationskapazität
$C_L$	Lastkapazität
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
$C_{\text{ox}}$	Kapazitätsbelag
$C_P$	parallel geschaltete Kapazität
$C_p$	parasitäre Kapazität
$d$	Detektorgröße
DAS	Winkelausdehnung des Detektors (eng. Detektor Angular Subtense)
Dez	Dezimationsfaktor
$D_H$	D-Operator
DNL	differentielle Nichtlinearität
$DR_I$	Dynamik (auf den Strom bezogen)
$DR_{\text{Signal}}$	Signaldynamik
$D_T$	D-Operator
$d_{\text{target}}$	Größe des Targets
$D_V$	D-Operator
$E_e$	Bestrahlungsstärke
$E_G$	Bandgapenergie
$e_Q$	Quantisierungsfehler
ESF	Kantenspreizfunktion
$f$	Frequenz
$f_1$	untere Grenzfrequenz
$f_2$	obere Grenzfrequenz
$f_3$	obere Grenzfrequenz
$f_{3\text{dB}}$	3dB-Grenzfrequenz
FIR	fernes Infrarot (engl. far infrared)
$f_{\text{col}}$	Brennweite des Kollimators
$f_{\text{YSY}}$	Brennweite des FIR-Kamerasystems
$f_{\text{NB}}$	äquivalente Temperaturrauschbandbreite
$F_{\text{no}}$	Blendenzahl
FOM	Figure of Merit
FPA	Focal Plane Array
FPN	Fixed Pattern Noise
$f_s$	Abtastfrequenz
G	lineare Verstärkung



$g_{\text{Bolo}}$	Wärmeleitwert des Bolometers
GBW	Verstärkungsbandbreiteprodukt
$g_{\text{eff}}$	effektiver Wärmeleitwert
$g_m$	Transkonduktanz
$g_{mb}$	Substrat-Transkonduktanz
$h$	Plancksches Wirkungsquantum $6.62 \cdot 10^{-34}$ Js
$H(f)$	Übertragungsfunktion
$h(t)$	Impulsantwort
$I_{\text{Bolo}}$	Bolometerstrom
$I_e$	Strahlstärke
IIR	Infinite Impulse Response
INL	integrale Nichtlinearität
$\overline{i_n^2}$	Quadrat des Rauschstromes
IR	Infrarot
$k$	Boltzmann-Konstante $1.38066 \cdot 10^{-23}$ J/K
K	Komplexitätsfaktor
$k_f$	1/f-Rausch-Parameter für Widerstände
$k_{f\text{Bolo}}$	1/f-Rauschparameter des OTAs
$k_{fM}$	1/f-Rausch-Parameter für Transistoren
$k_{f\text{OTA}}$	1/f-Rauschparameter des OTAs
L	Länge des Transistors
$L_e$	Strahldichte
$L_{\text{Linse}}$	Strahldichte der Linse
LSB	Least Significant Bit
LSF	Linienpreisfunktion
$L_{\text{Str}}$	Strahldichte des Strahlers
M	Überabtastrate
$M_\lambda$	spezifische spektrale Ausstrahlung
MDT	kleinste möglich detektierbare Temperaturdifferenz (engl. Minimum Detectable Temperature Difference)
MIR	mittleres Infrarot
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MRT	kleinste möglich detektierbare Temperaturdifferenz (engl. Minimum Resolvable Temperature Difference)
MTF	Modulationsübertragungsfunktion
MUX	Multiplexfaktor
$n$	„weak inversion slope“ Parameter
N	Auflösung
$n_{\text{Bolo}}$	Anzahl der von einer Ausleseschaltung ausgelesenen Bolometer
NBW	Äquivalente Rauschbandbreite
$n_d$	Ladungsträgerdichte
NEP	Noise Equivalent Power
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference
$\text{NETD}_{1/f}$	NETD hervorgerufen durch 1/f-Rauschen
$\text{NETD}_{\text{ges}}$	gesamte NETD
$\text{NETD}_w$	NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen
$N_i$	Datensatz
NIR	nahes Infrarot
NMOS	n-Kanal MOS Transistor (n-channel Metal Oxide Semiconductor)

$N_Q$	Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens
O	Ordnung
OTA	Operational Transconductance Amplifier
OTF	optische Übertragungsfunktion
p	pyroelektrischen Konstante
P	Leistung
$P_{\text{elektrisch}}$	elektrische Leistung
PMOS	p-Kanal MOS Transistor (p-channel Metal Oxide Semiconductor)
PSF	Punktspreizfunktion
$P_{\text{Str}}$	Leistung des schwarzen Strahlers
$P_{\text{sub}}$	Strahlungsleistung des Substrats
Q	Ladung
$Q_1$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung 1
$Q_2$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung 2
$Q_{\text{ab}}$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung
$Q_{\text{Array}}$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung des Arrays
$Q_{\text{Geh/Linse}}$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung des Gehäuses und der Linse
$\overline{Q_e^2}$	Quadrat der Rauschladung
$Q_p$	Ladung
$Q_{\text{Str}}$	absorbierte Leistung von einem Strahler
$Q_{\text{Substrat}}$	vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung des Substrates
QWIP	Quantum Well Infrared Photodetector
$R(T)$	Widerstand bei der Temperatur T
$R_{\text{Bolo}}(T)$	Bolometerwiderstand bei der Temperatur T
$R_i$	Stromresponsivität
RLZ	Raumladungszone
ROIC	Readout Integrated Circuit
$R_{\text{ref}}$	Referenzwiderstand
$R_U$	Spannungsresponsivität
s	komplexe Kreisfrequenz
SC	Switched Capacitor
SDM	Sigma-Delta-Modulator
$S_i$	Rauschstromdichte
SiTF	Signalübertragungsfunktion
SNR	Signal-Rausch-Abstand
SOI	Silicon On Insulator
$S_Q$	eingangsbezogene Leistung des Quantisierungsrauschens
$S_S$	Leistung eines Sinustons
$S_U$	Rauschspannungsdichte
T	Temperatur
t	Zeit
$T_0$	Referenztemperatur
$T_1$	Temperatur 1
$T_2$	Temperatur 2
$T_{\text{Array}}$	Temperatur des Arrays
$T_{\text{Bolo}}$	Temperatur des Bolometers
$T_{\text{cold}}$	Temperatur (kalt)
TCR	Widerstandstemperaturkoeffizient
TEC	thermoelektrischer Kühlers (engl. thermoelectric cooler)

$T_{\text{Geh}}$	Temperatur des Gehäuses
$T_{\text{hot}}$	Temperatur (heiß)
$T_{\text{Linse}}$	Temperatur der Linse
$T_{\text{max}}$	maximale Temperatur
$T_{\text{min}}$	minimale Temperatur
$t_{\text{Pixel}}$	Zeit, die für die Auslese eines einzelnen Sensorelementes zur Verfügung steht
$t_{\text{settle}}$	Einschwingzeit
$t_{\text{shutter}}$	Shutterzeit
$T_{\text{Str}}$	Temperatur des Strahlers
$T_{\text{sub}}$	Temperatur des Substrates
$U_{\Delta}$	Aussteuerbereich der Eingangsspannung
$u_{\text{aus}}$	Ausgangsspannung
$U_{\text{Bias}}$	Biasspannung
$u_{\text{ein}}$	Eingangsspannung
$U_{\text{ref}}$	Referenzspannung
$\overline{u_n^2}$	Quadrat der Rauschspannung
$U_T$	Temperaturspannung
$v$	zeitdiskrete Spannung
$V$	Volumen
VGA	Video Graphics Adapter
VIS	sichtbar (englisch: visible)
$W$	Weite des Transistors
$W_e$	Strahlungsenergie
$x$	Eingangsspannung (zeitdiskret)
$y$	Ausgangsspannung (zeitdiskret)
$Y$	Ausgangssignal des SDMs
$z$	Variable der z-Transformierten

## 1 Einleitung

Zunehmend wächst der Markt für Kamerasysteme, welche empfindlich für ferne infrarote (FIR) Strahlung im Fensterbereich von 8 - 14  $\mu\text{m}$  sind. Es existieren neben der militärischen Nutzung als Nachtsichtgerät zahlreiche zivile Anwendungsgebiete. Einen guten Überblick über Anwendungsgebiete vermittelt [29]. Die Bauthermografie ist hier ein klassisches Anwendungsfeld. Die Wärmedämmung von Gebäuden kann bewertet, Leckagen und verdeckte Konstruktionselemente geortet werden. Luftundichtigkeiten können aufgespürt werden [29]. In der Forschung & Entwicklung ist der Einsatz von FIR-Kamerasystemen in vielen Bereichen nützlich. Hierdurch können Baugruppen thermisch optimiert werden oder Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Analyse von schnellen dynamischen Prozessen wie z.B. bei einer Airbagzündung genutzt werden. In der Prozessentwicklung und Qualitätssicherung wird die Thermografie als berührungslose Temperaturmessung eingesetzt. Die Temperatur ist ein wichtiger Parameter bei vielen technologischen Prozessen. In der vorbeugenden Instandhaltung können mechanische Defekte aufgrund von unzulässiger Erwärmung festgestellt werden. In medizinischen Bereichen kann beispielsweise die Diagnostik von Durchblutungsstörungen oder Entzündungen unterstützt werden. Des Weiteren können FIR-Kamerasysteme zur Überwachung sicherheitssensitiver Bereiche genutzt werden. Nicht zuletzt haben derartige Systeme auch den Einzug ins Automobil gefunden und werden hier als zivile Nachtsichtsysteme eingesetzt. Die Sicherheit im Straßenverkehr wird erhöht und Gefahrensituationen in der Nacht können früher erkannt werden [30].

Technologisch geht der Trend zunehmend zu ungekühlten low-cost-Systemen mit Mikrobolometern (im weiteren Verlauf „Bolometer“ genannt) als Sensorelemente, da der Anschaffungspreis für ein solches System im Vergleich zu gekühlten Systemen, welche oft einen teuren Stirling-Kühler verwenden, relativ gering ist. Diese Arbeit ist der Untersuchung, dem Entwurf, der Optimierung und Bewertung von Ausleseschaltungen für Bolometer in ungekühlten low-cost-Systemen gewidmet.

Ein Bolometer besteht aus einer Membran, welche thermisch gut isoliert über dem Substrat aufgehängt ist. Eine Widerstandsschicht mit einem relativ hohen Temperaturkoeffizienten (TCR) ist auf die Membran aufgebracht. Die Ausleseelektronik wird in einem Mixed-Signal-CMOS-Prozess hergestellt. In einem Post-Prozess werden dann die Sensorelemente implementiert. Das Sensormaterial ist überwiegend entweder Vanadiumdioxid, welches relativ niederohmige Bolometer bietet, oder amorphes Silizium mit hochohmigen Bolometern. Einfallende infrarote Strahlung führt zu einer äußerst geringen Erwärmung des Sensorelementes, welche eine Änderung des Widerstandes hervorruft. Diese winzige Änderung kann elektrisch ausgewertet werden. Aufgrund des hohen Offsetanteils des Bolometerstromes und des sehr kleinen Signalanteils ist die Anforderung an die Ausleseschaltung bzgl. Dynamik und Rauschen sehr hoch.

## 1.1 Gliederung

Kapitel 2 behandelt kurz allgemeine strahlungsphysikalische Grundlagen. Kapitel 3 stellt verschiedene FIR-sensitive Sensoren vor und erläutert detailliert die Physik des Bolometers. In Kapitel 4 wird ein thermisches und elektrisches Modell für ein Bolometer erweitert und auf dieser Basis ein VerilogA-Modell entwickelt, welches in einem Schaltungssimulator zur Simulation eines Sensors in Kombination mit unterschiedlichen Ausleseschaltungen verwendet werden kann. In Kapitel 5 werden unterschiedliche Ausleseschaltungen für ungekühlte Bolometer wie z.B. der von vielen Focal Plane Arrays (FPA) eingesetzte Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung untersucht. In Kapitel 6 werden verschiedene Auslesearchitekturen vorgestellt und es soll eine Hilfe zur Auswahl der am besten geeigneten Architektur gegeben werden. Zur Auswahl steht hier z.B. der Einsatz einer Ausleseschaltung off-Chip oder on-Chip. Bei einer Realisierung on-Chip kann eine einzige Ausleseschaltung am Chip-Ausgang angeordnet sein oder jedes Pixel besitzt seine eigene Ausleseschaltung. Kapitel 7 zeigt die Realisierungen (inkl. Rauschabschätzungen) des Integrator-Arrays mit  $160 \times 120$  Pixeln und des Video Graphics Adapter(VGA)-Arrays [53]. Beim VGA-Array wurde vom Autor dieser Arbeit ein neues innovatives Konzept umgesetzt, bei dem unter einer Gruppe von Pixeln ein Sigma-Delta-Modulator (SDM) 2. Ordnung mit dem

zugehörigen Dezimationsfilter 3. Ordnung platziert ist. Das analoge Signal des Bolometers wird während der Auslese direkt in ein digitales Signal umgewandelt. Mehr als 10000 SDMs jeweils mit Dezimationsfilter sind unter der Bolometer-Matrix angeordnet. Die gesamte digitale Ansteuerung befindet sich on-Chip. Kapitel 8 fasst die wesentlichen Ergebnisse zusammen.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Allgemeine Strahlungsphysik

Jeder Körper mit einer Temperatur über dem absoluten Nullpunkt sendet kontinuierlich elektromagnetische Strahlung in Form von Wärme- oder Temperaturstrahlung aus. Je wärmer ein Körper wird, desto mehr Strahlung gibt dieser ab [1]. Dies wird vom Stefan-Boltzmann-Gesetz nach Gleichung (2.1) beschrieben. Es gibt an, dass der über alle Wellenlängen ausgesandte Strahlungsfluss  $\Phi_{eS}$  proportional zur Fläche  $A$  eines idealen schwarzen Strahlers und zur vierten Potenz seiner Temperatur  $T$  in Kelvin ist. Definitionen des idealen schwarzen Strahlers und der verwendeten strahlungsphysikalischen Größen finden sich im Anhang.

$$\Phi_{eS} = \sigma A T^4 \quad (2.1)$$

$\sigma$  stellt die Stefan-Boltzmann-Konstante dar. Die Hauptanteile der Ausstrahlung liegen bei Temperaturen unter 600 °C im unsichtbaren langwelligen Wellenlängenbereich ( $\lambda > 780 \text{ nm}$ ). Das kontinuierliche Spektrum verschiebt sich mit steigender Temperatur zu kürzeren Wellenlängen. Wien beschrieb in seinem Verschiebungsgesetz (2.2) den Zusammenhang zwischen Temperatur  $T$  und der Wellenlänge  $\lambda_{\max}$ , bei der die größte Strahlungsleistung abgegeben wird.

$$\lambda_{\max} T = b \quad (2.2)$$

$b$  entspricht der Wienschen Naturkonstante. Das Plancksche Strahlungsgesetz beschreibt die Aufteilung des Strahlungsflusses auf die einzelnen Wellenlängen. Der Strahlungsfluss  $d\Phi_{eS}$ , der in einem bestimmten Wellenlängenbereich von  $\lambda$  bis  $\lambda+d\lambda$  von einem Strahler mit der Fläche  $A$  in einen Halbraum ausgestrahlt wird, lässt sich nach Gleichung (2.3) berechnen. Dabei ist  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $k$  die Boltzmann-Konstante und  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum. Die spektrale spezifische Ausstrahlung  $M_\lambda$  ist in Gleichung (2.4) definiert.

$$d\Phi_{eS} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{A}{e^{\frac{hc}{\lambda k T}} - 1} d\lambda \quad (2.3)$$

$$M_{\lambda} = \frac{d\Phi_{eS}}{d\lambda \cdot A} = \frac{2\pi^5 hc^2}{15} \frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (2.4)$$

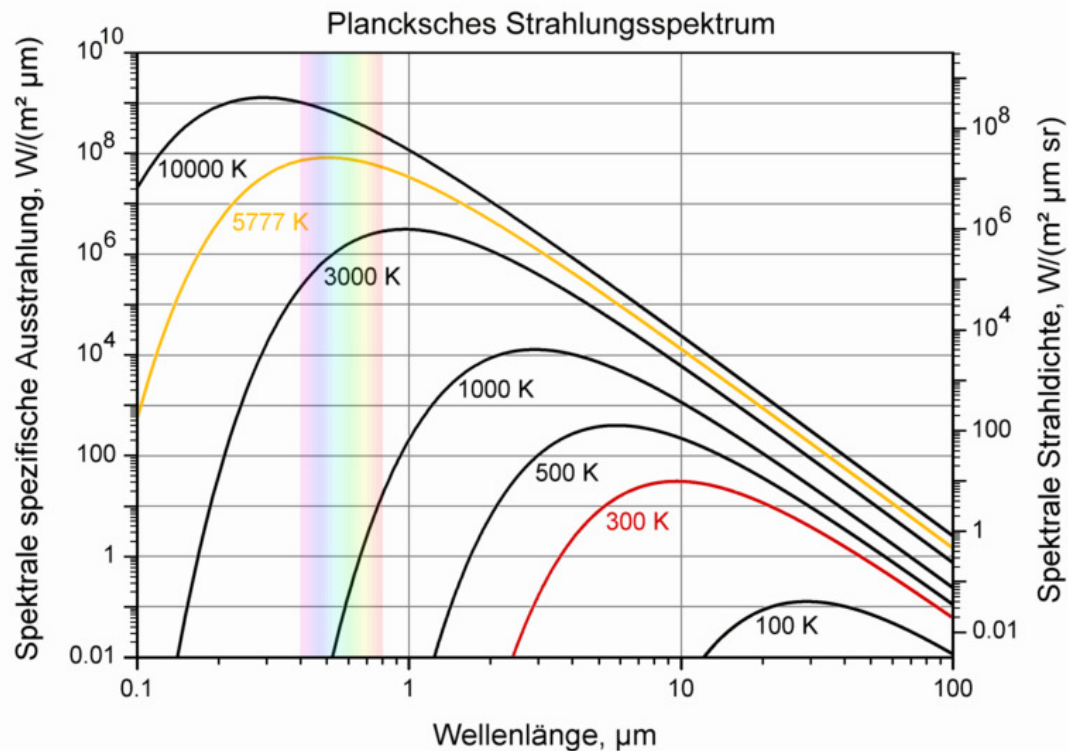


Abbildung 1: Spektrale spezifische Ausstrahlung für einen Körper bei verschiedenen Temperaturen [7]

Dargestellt sind in Abbildung 1 [7] die spektralen spezifischen Ausstrahlungen  $M_{\lambda}$  eines idealen schwarzen Strahlers bei verschiedenen Oberflächentemperaturen. Mit zunehmender Temperatur erhöht sich das Maximum der spektralen spezifischen Ausstrahlung und es wird zu kleineren Wellenlängen hin verschoben. Erkennbar ist, dass bei höheren Temperaturen das Spektrum bis in den sichtbaren Bereich reicht. In rot hervorgehoben ist die Raumtemperatur bei 300 K und in gelb die Temperatur der Sonne bei 5777 K.

## 2.2 Infrarote Strahlung

Infrarote (IR) Strahlung ist elektromagnetische Strahlung, die in einem Wellenlängenbereich zwischen dem des sichtbaren Lichtes und dem der Mikrowellen liegt. Die Spanne reicht von 780 nm bis 1 mm [2]. Abbildung 2 [3]



zeigt das gesamte Spektrum elektromagnetischer Wellen. Der infrarote Spektralbereich wird nach Tabelle 1 [4] weiter unterteilt.

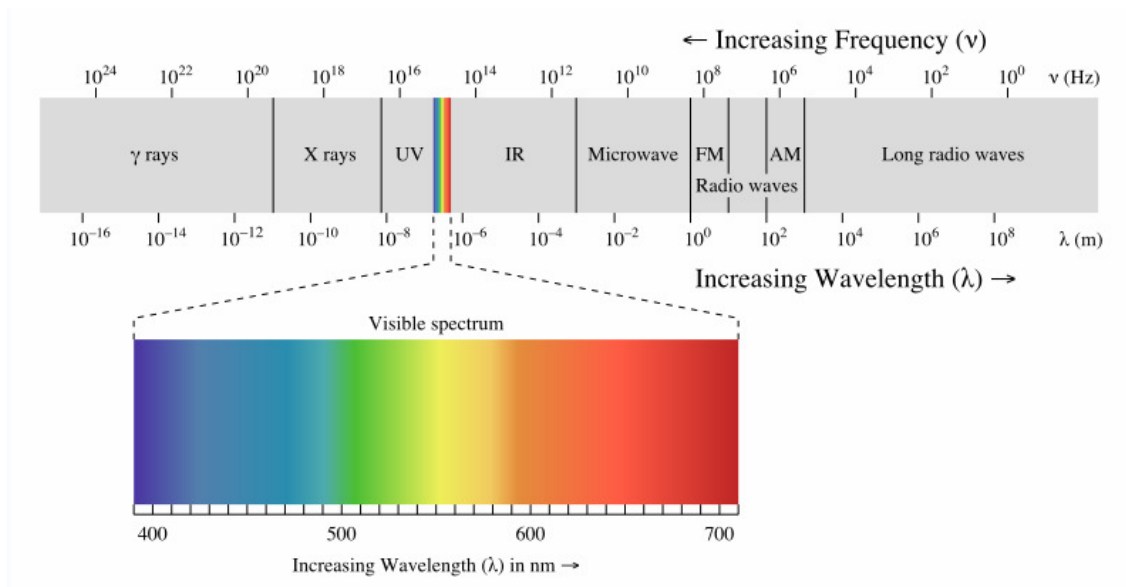


Abbildung 2: Aufteilung des Spektralbereichs elektromagnetischer Wellen [3]

Tabelle 1: Aufteilung des gesamten infraroten Spektralbereichs (basiert auf [4])

Bezeichnungen			Untergrenze	Obergrenze
IR	Nahes Infrarot (NIR)	IR-A	780 nm	1.4 $\mu\text{m}$
		IR-B	1.4 $\mu\text{m}$	3.0 $\mu\text{m}$
	Mittleres Infrarot (MIR)	IR-C	3.0 $\mu\text{m}$	5.0 $\mu\text{m}$
	FIR		5.0 $\mu\text{m}$	1 mm

Technisch interessant sind die Bereiche zwischen 3  $\mu\text{m}$  bis 5  $\mu\text{m}$  im MIR und zwischen 8  $\mu\text{m}$  bis 14  $\mu\text{m}$  im FIR, da die Transmission der Atmosphäre für diese Wellenlängen besonders hohe Werte zeigt. Dargestellt sind in Abbildung 3 [8] die atmosphärische Transmission für eine Messstrecke von 10 m und 100 m. Eingetragen sind auch die Absorptionsbanden einiger bekannter Gase.

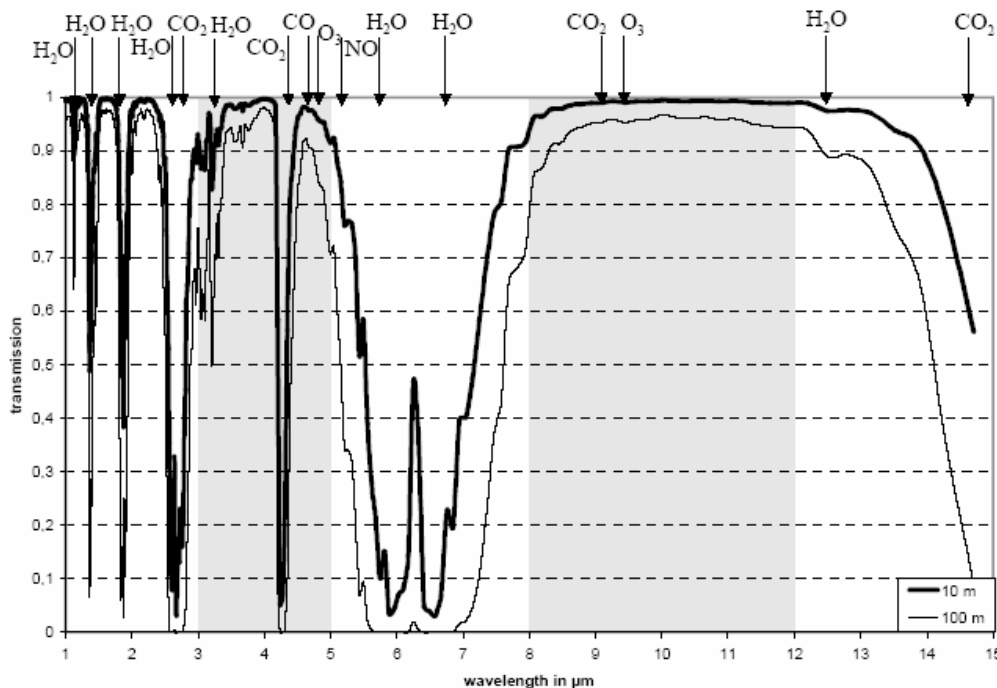


Abbildung 3: Atmosphärische Transmission [8]

Strahlung im Bereich NIR verhält sich ähnlich hinsichtlich Transmission, Absorption und Reflexion wie die des sichtbaren Lichtes. Ein Bild einer NIR-Kamera ist abgesehen von der monochromen Darstellung dem einer herkömmlich im sichtbaren Bereich arbeitenden Kamera sehr ähnlich. Die Objektdarstellung ist klar umrissen [5]. Gewöhnlich ist hier jedoch eine aktive Beleuchtung mit NIR-Scheinwerfern erforderlich. Dieser Bereich kann u.a. für Nachtsichtgeräte eingesetzt werden. Eine Blendung des Sensors durch weitere unerwünschte NIR-Lichtquellen kann nicht ausgeschlossen werden. Mit Reflexionen von infrarotreflektierenden Materialien ist zu rechnen.

Der Bereich MIR eignet sich besonders gut zur Messung der Temperatur von Glas, der Überwachung von Feuerräumen [8] und der Detektion von Gasen wie z.B. von heißen Gasen aus einer Turbine eines Flugzeugs. Hier sind bereits besondere Materialien für die Optik erforderlich, da konventionelles Glas im MIR- und FIR-Bereich undurchsichtig ist. Eine aktive Beleuchtung ist hier nicht mehr erforderlich, da Strahlung detektiert wird, die ein Körper selbst in Abhängigkeit seiner Temperatur emittiert. Für Nachtsichtsysteme eignet sich dieser Bereich nicht, da die spektrale spezifische Ausstrahlung von Körpern im

Bereich der Raumtemperatur (300 K) in diesem Wellenlängenbereich noch sehr gering ist. Erst heißere Körper emittieren Strahlung dieses Wellenlängenbereiches.

Der Bereich FIR ist gut geeignet für Nachtsichtgeräte, Bauthermographie, Materialprüfung, Instandhaltung etc. Selbst kühlere Körper emittieren schon ausreichend Strahlung zur Detektion im Wellenlängenbereich 8 bis 14  $\mu\text{m}$ . Im Gegensatz zu NIR unterscheidet sich das Bild einer FIR-Kamera signifikant von dem eines im sichtbaren Bereich aufgenommenen Bildes. Objekte mit gleicher Oberflächentemperatur sind (bei gleichem Emissionskoeffizienten) kaum voneinander unterscheidbar. Markierungen und Beschriftungen sind nicht erkennbar. Hinzu kommt eine geringere Bildschärfe [35]. Allerdings stechen warme Körper vor kälteren auffällig hervor. Dies kann ein Fußgänger vor dem Hintergrund einer kühlen Umgebung sein. Auch bei Nebel kann im Gegensatz zu NIR eine ausreichende Sicht gegeben sein [35]. Ein solches Bild wird oft in Falschfarbendarstellung wiedergegeben, wodurch sich über die verwendeten Farben auf die Temperatur der angezeigten Objekte schließen lässt. Durch die Darstellung relativer Temperaturdifferenzen ist es sogar teilweise möglich, durch Oberflächen „hindurch zu sehen“. So kann z.B. auf den Füllstand eines Tanks geschlossen werden, da sich die Temperatur der Flüssigkeit meist ein wenig von der Temperatur des darüber befindlichen Gases unterscheidet und sich die Temperatur der Außenhülle lokal entsprechend angleicht.

Die Reichweite von FIR ist weiter als beim NIR, da bei letzterem die Reichweite durch die Ausleuchtung der Scheinwerfer bei Nacht begrenzt wird [35]. Ein Nachteil ist allerdings, dass Wasser für Strahlung im FIR undurchsichtig ist. Dies hat zur Folge, dass, wenn bei Regen alle Oberflächen von Wasser bedeckt sind, diese dann u.U. eine relativ ähnliche Oberflächentemperatur aufweisen. Natürlich ist auch die Erkennbarkeit von nassen Objekten im NIR reduziert [35]. Abbildung 4 [35] und Abbildung 5 [35] zeigen zum Vergleich die Aufnahme eines Parkplatzes im Winter mit einer NIR- bzw. FIR-Kamera.



Abbildung 4: Aufnahme eines Parkplatzes im Winter mit einer NIR-Kamera [35]



Abbildung 5: Aufnahme eines Parkplatzes im Winter mit einer FIR-Kamera [35]

Abbildung 6 zeigt einen Vergleich von Aufnahmen im NIR, FIR und VIS (sichtbarer Bereich, engl. visible, VIS) eines Straßenzuges, wobei ungünstige Verhältnisse für Aufnahmen im FIR gewählt wurden. Die IR-Aufnahmen wurden einmal am Tage und einmal in der Nacht gemacht. Die Straße, welche sich am Tage aufgeheizt hat, ist ansteigend, so dass der Hintergrund des Fußgängers

nicht der kalte Himmel, sondern die warme Straße ist, wobei der Unterschied der Oberflächentemperaturen von Straße und Fußgänger sehr gering ist. Im NIR begrenzt nachts die Ausleuchtung der aktiven IR-Scheinwerfer die Reichweite des Systems [35].

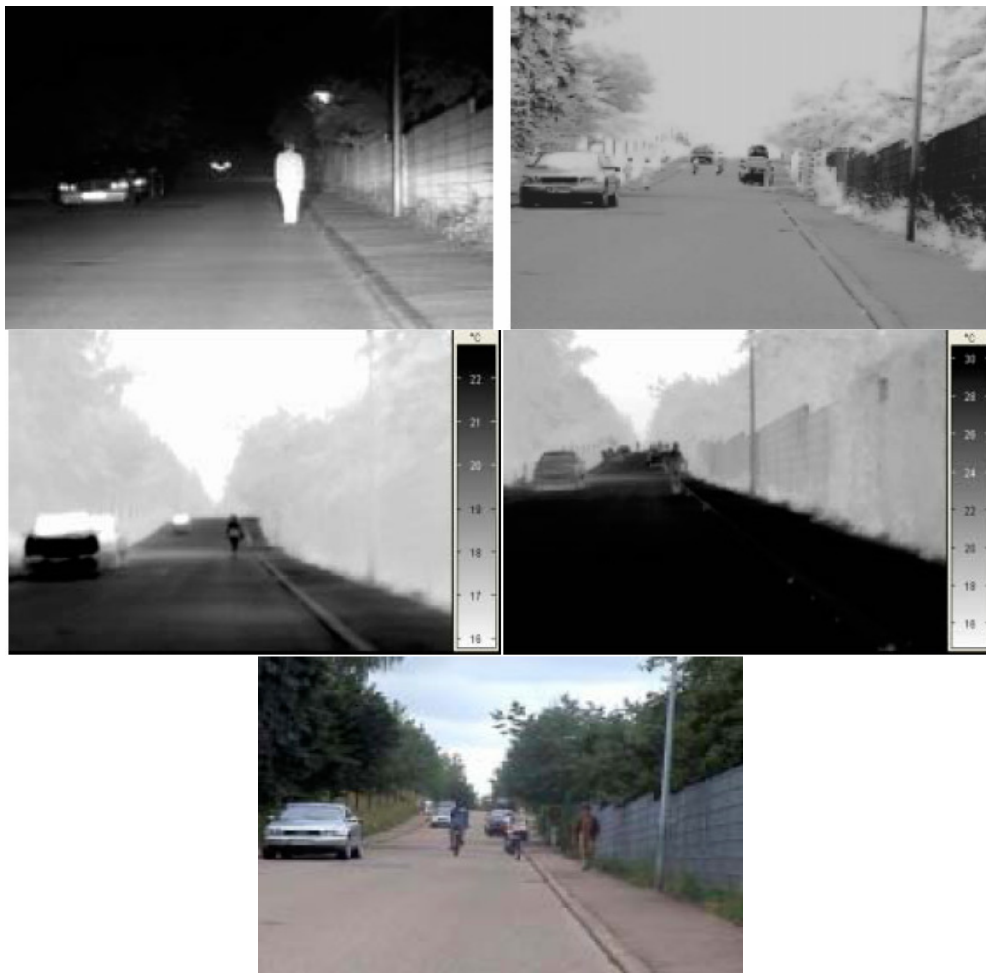


Abbildung 6: Aufnahmen eines Straßenzuges - Vergleich NIR nachts oben links, NIR mittags oben rechts, FIR nachts Mitte links, FIR mittags Mitte rechts, VIS mittags unten [35]

### 3 IR-sensitive Sensoren

Es gibt viele verschiedene Sensoren, welche die eintreffende infrarote Strahlung in elektrische Größen konvertieren. Grundsätzlich wird zwischen photonischen und thermischen Sensoren unterschieden. Im folgenden Kapitel wird ein kurzer Überblick gegeben und dann das Bolometer ausführlich behandelt. Zur Beurteilung der Qualität eines Sensors wird die Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) mit dem Formelzeichen NETD herangezogen, welche der Temperaturänderung eines schwarzen Strahlers entspricht, die im Sensorelement ein Signal in gleicher Höhe wie das gesamte Rauschen hervorruft (Näheres hierzu in Kapitel 3.3, vgl. Gleichung (3.15) ).

Der Autor dieser Arbeit möchte dem Leser an dieser Stelle zum Thema „Messtechnik für FIR-Kamerasysteme“ die Literaturquelle [18] empfehlen, welche u.a. die Bestimmung der NETD eines FIR-Kamerasystems ausführlich erläutert.

#### 3.1 Der photonische Sensor

Das Prinzip der Detektion in photonischen Sensoren von Strahlung im MIR und FIR ist dasselbe wie bei gewöhnlichen Photodioden für den sichtbaren Bereich. In einem PN-Übergang existiert eine Raumladungszone (RLZ), in der absorbierte Photonen Elektronen-Loch-Paare generieren. Aufgrund der in der RLZ vorhandenen hohen elektrischen Feldstärke werden diese Elektronen-Loch-Paare getrennt und es entsteht ein Photostrom. Die in den Photodioden verwendeten Materialien müssen jedoch für den Einsatz zur Detektion von Strahlung im MIR oder FIR einen geringen Bandabstand haben [9]. Dieser ist notwendig, da die Energie eines eintreffenden Photons mit einer Wellenlänge im MIR oder FIR nur noch sehr klein ist. Bei einer Wellenlänge von  $12\text{ }\mu\text{m}$  liegt sie beispielsweise bei etwa  $0.1\text{ eV}$ . Geringe Bandabstände haben zur Folge, dass bei Raumtemperatur mehr Elektronen-Loch-Paare thermisch generiert werden als durch einfallende Strahlung. Daher ist es unbedingt erforderlich, die Photodioden auf z.B.  $77\text{ K}$  oder darunter zu kühlen. Materialien, welche eingesetzt werden können, sind z.B. Indiumantimonid (InSb) oder Quecksilber-Cadmium-Tellurid (HgCdTe). Teilweise werden auch Quantum Well Infrared

Photodetektoren eingesetzt (QWIP). Photonische Sensoren haben den Vorteil, dass sie empfindlicher und schneller sind als thermische Sensoren. Zudem ist die NETD verglichen mit thermischen Sensoren in der Regel geringer. Aktuelle Arrays mit photonischen Sensoren erreichen z.Zt. einen NETD zwischen 7 - 20 mK [9]. Der notwendige Kühler und der Herstellungsprozess machen eine Kamera mit derartigen Sensoren jedoch sehr teuer.

### **3.2 Thermische Sensoren**

Thermische Sensoren arbeiten ungekühlt, benötigen aber oft eine Temperaturstabilisierung in Form eines thermoelektrischen Kühlers (engl. thermoelectric cooler, TEC). Dieser Kühler dient nicht dazu, den Sensor wie bei photonischen Sensoren auf z. B. 77 K oder darunter zu kühlen, sondern die Temperatur des Sensors lediglich auf einer bestimmten Arbeitstemperatur z.B. 300 K zu halten. Dazu kann es bei Umgebungstemperaturen unterhalb dieser Arbeitstemperatur nötig sein, den Sensor sogar zu beheizen. Eingesetzt werden dazu Thermoelemente, welche durch Umschalten der Polarität der Versorgungsspannung vom Kühler zum Heizer werden. Die Stabilisierung auf eine bestimmte Arbeitstemperatur erfolgt, um den Kalibrierungsaufwand zu vereinfachen. Thermische Sensoren detektieren die Strahlung im Gegensatz zu den photonischen Sensoren indirekt, d.h. über eine elektrische Änderung des Materials wie z.B. eine Widerstandsveränderung aufgrund der durch Absorption von einfallender Strahlung hervorgerufenen Erwärmung des Sensormaterials. Dadurch sind derartige Sensoren vergleichsweise träge und ihr Signal-Rausch-Abstand (SNR) ist verglichen mit photonischen Sensoren schlechter [9]. Thermische Sensoren hängen in der Regel umgeben von Vakuum an Stützen aufgehängt oberhalb des Substrates, um den Sensor thermisch vom Substrat und der Umgebung zu isolieren. Sie werden in einem Post-Prozess auf das Substrat des ROIC aufgebracht. Aufgrund der geforderten sehr guten thermischen Isolation zwischen Membran und Substrat ist ein Betrieb im Vakuum zwingend notwendig. Das Sensormaterial ist mit einem speziellen IR-Absorber bedeckt, um die Absorption zu erhöhen. Unterhalb des aufgehängten Sensors befindet sich meist noch ein Reflektor, der transmittierte Strahlung zurückspiegelt.

### 3.2.1 Der Thermopile-Sensor

Thermopile-Sensoren bestehen aus Thermoelementen, bei denen zwei verschiedene Materialien an einem Ende verbunden sind. Erwärmt man das Ende eines Thermoelementes, erhält man am anderen Ende auf Grund des Seebeck-Effektes die Potentialdifferenz  $U_{AB}$ , welche durch

$$U_{AB} = (\alpha_A - \alpha_B)(T_{hot} - T_{cold}) \quad (3.1)$$

berechnet werden kann, wobei  $\alpha_A$  und  $\alpha_B$  die Seebeck-Koeffizienten der zwei unterschiedlichen Materialien,  $T_{hot}$  und  $T_{cold}$  die Temperaturen der beiden Enden sind [9]. Diese Potentialdifferenz ist relativ klein. Daher werden mehrere Thermoelemente in Reihe geschaltet. Wichtig ist, dass beide Enden thermisch gut voneinander isoliert sind, um eine hohe Temperaturdifferenz zu erhalten.

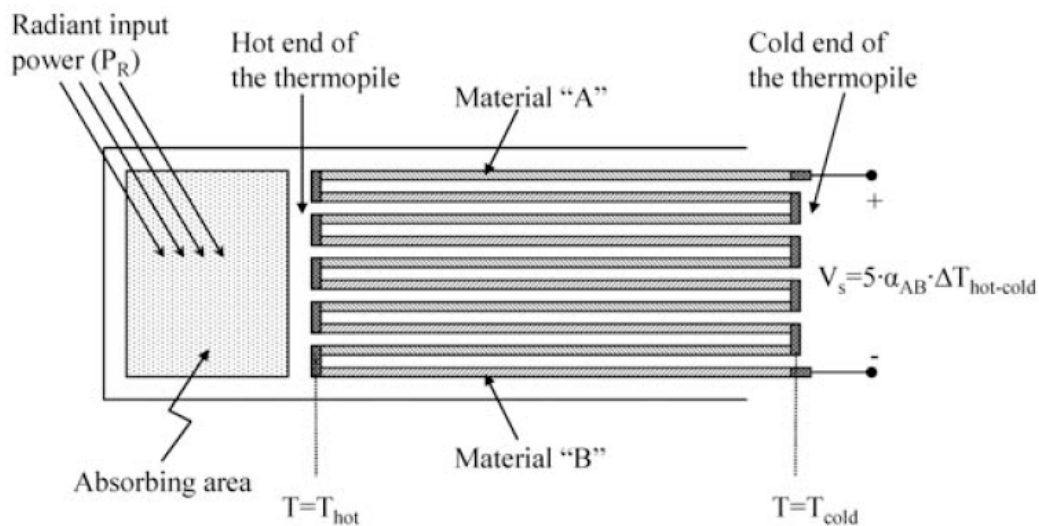


Abbildung 7: Aufbau eines Thermopile-Sensors [9]

Abbildung 7 [9] zeigt den Aufbau eines Thermopile-Sensors bestehend aus fünf in Reihe geschalteten Thermoelementen. Das heiße Ende des Thermopile-Sensors hängt zusammen mit einer an den Sensor thermisch angekoppelten Absorberfläche frei. Nur das kalte Ende ist mit dem Substrat verbunden. Die Auswahl geeigneter Materialien ist nicht trivial, da nicht nur die Seebeck-Koeffizienten eine Rolle spielen, sondern auch die thermische Leitfähigkeit oder der elektrische Widerstand der eingesetzten Materialien. Die besten Eigenschaften bieten Materialien wie z.B. Bismut-Tellurid (Bi-Te) oder Blei-Tellurid (Pb-Te), welche jedoch nicht CMOS-kompatibel sind. Die am häufigsten bei CMOS in einem Post-Prozess eingesetzte Kombination ist n-poly-



Silizium/Aluminium [9]. Thermopiles werden aufgrund ihrer großen Pixelabmessungen ( $228\text{ }\mu\text{m} \times 220\text{ }\mu\text{m}$  Pixelgröße bei einem  $16 \times 16$  Array mit einer NETD von  $490\text{ mK}$  [36]) überwiegend als Einzelsensoren eingesetzt. Es gibt jedoch auch einige Arrays. Die NETD eines derartigen Arrays ist dabei jedoch im Vergleich zu anderen Sensoren relativ hoch. In [41] wird ein Array mit einer NETD von  $0.5\text{ K}$  vorgestellt. Die Pixelabmessungen betragen  $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ .

### 3.2.2 Der pyroelektrische Sensor

Der pyroelektrische Effekt tritt in polarisierten dielektrischen Materialien auf. Dieser zeigt sich dadurch, dass Oberflächenladungen auftreten, die proportional zur Temperaturänderung  $\Delta T$  sind [11]. Ein pyroelektrisches Element kann als planarer Kondensator angesehen werden, dessen Ladung  $Q_p$  sich ändert. Die Ladungsänderung  $\Delta Q_p$  ist proportional zur Fläche, der Temperaturänderung  $\Delta T$  und der pyroelektrischen Konstante des Materials  $p$ .

$$\Delta Q_p = Ap\Delta T \quad [11] \quad (3.2)$$

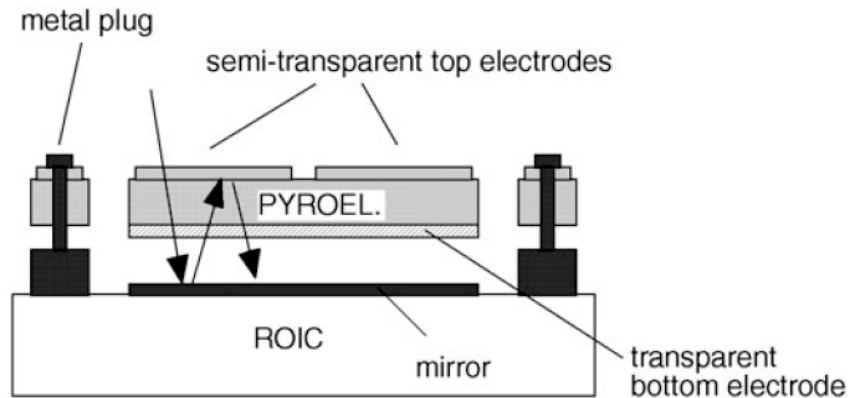


Abbildung 8: Schnitt durch ein pyroelektrisches Sensorelement von Raytheon [11] (vgl. Abbildung 10)

Abbildung 8 [11] zeigt den Aufbau eines pyroelektrischen Sensors von Raytheon mit  $320 \times 240$  Pixel mit einer Pixelfläche von  $50\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ }\mu\text{m}$ . Der Sensor ist wie bei allen thermischen Sensoren thermisch vom Substrat isoliert. Zwischen den Elektroden befindet sich das pyroelektrische Material. Zu erkennen ist, dass zwei pyroelektrische Elemente innerhalb eines Sensors in Serie geschaltet sind. Die NETD wurde mit  $200\text{ mK}$  angegeben. Das

theoretische Limit des NETD wurde in [11] für einen derartigen Sensor hergeleitet und wesentlich niedriger angegeben. Dennoch sind Arrays mit pyroelektrischen Sensorelementen eher selten.

### 3.2.3 Das Diodenmikrobolometer

Eine oder mehrere in Reihe geschaltete Dioden schweben thermisch gut isoliert an Stützen aufgehängt und kontaktiert oberhalb des Substrates (vgl. Abbildung 9 [9]). Eine Absorberschicht bedeckt sie dabei. In der Regel wird ein konstanter Strom durch die Diode bzw. Dioden in Reihe getrieben. Es wird ausgenutzt, dass sich die Spannung an einer Diode um ca. 2 mV/K ändert, um so auf die durch Strahlung hervorgerufene Temperaturänderung in der aufgehängten Anordnung zu schließen [28]. Einzelne Dioden können durch geeignete Prozessschritte aus einem Substrat hergestellt werden. Mehrere in Reihe geschaltete Dioden werden meist in einem Silicon On Insulator (SOI)-Prozess hergestellt. Durch Einführung eines Multilevel-Pixels und eines deutlich verbesserten Reflektors wurde eine NETD von 40 mK bei einem 640 x 480 Array erzielt [10].

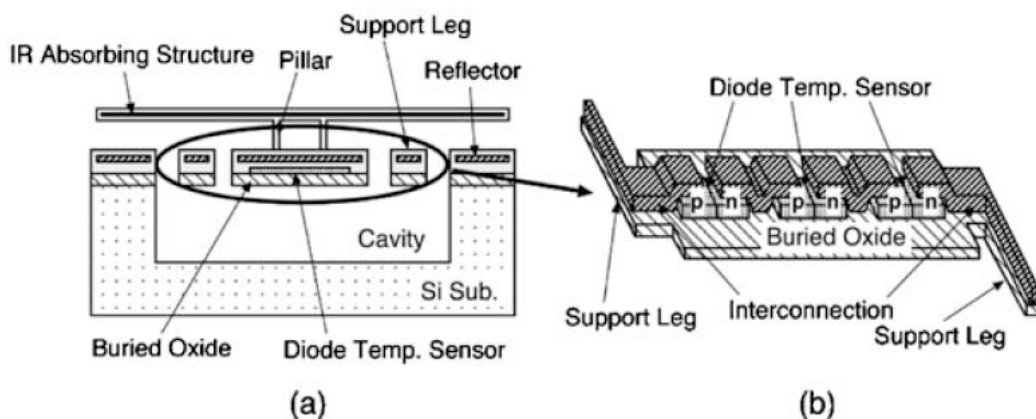


Abbildung 9: Schnitt durch ein SOI Dioden-Sensorelement (a) Vergrößerung und Neigung des in (a) eingekreisten Bereiches (b) [9] (vgl. Abbildung 10)

### 3.2.4 Das Mikrobolometer (Bolometer)

Das Bolometer ist ein Sensor, der Strahlung aus dem Bereich des MIR oder FIR detektieren kann. Das Bolometer befindet sich in einem Vakuum und besteht aus einer Membran, die oberhalb des Substrates an dünnen Stegen aufgehängt ist und daher thermisch sehr gut isoliert ist. Auf dieser Membran

befindet sich eine Widerstandsschicht mit einem relativ hohen Widerstandstemperaturkoeffizienten (TCR). Abbildung 10 [31] zeigt schematisch den Aufbau eines Pixels. Zusätzlich ist eine Absorberschicht mit einem Schichtwiderstand von  $377 \Omega/\text{square}$  aufgebracht, die durch Anpassung an den Wellenwiderstand von Luft reflektionsmindernd wirkt [55]. Der Abstand von der Membran zum Substrat ist so gewählt, dass der optische Weg ein viertel der Wellenlänge, welche im mittleren Bereich des Fensterbereiches liegt, beträgt. Somit kommt es in der Membran zu konstruktiver Interferenz. Die auftreffende Strahlung erwärmt die Membran des Bolometers, was eine Änderung des Widerstandes zur Folge hat. Diese kann z.B. elektrisch durch eine Strommessung ausgewertet werden. Die Änderung der Bolometertemperatur ist abhängig von der Änderung der Strahlertemperatur und ist in der Regel um den Faktor 100-1000 kleiner als die Strahlertemperaturänderung. Materialien, die als Widerstandsschicht verwendet werden, sind meist Vanadiumoxid oder amorphes Silizium. Der TCR von amorphem Silizium beträgt bei Raumtemperatur bis zu  $-3 \text{ \%}/\text{K}$  abhängig von der Dotierung, bei Vanadiumoxiden, welche verwendet werden, liegt der TCR zwischen  $2 \text{ \%}/\text{K}$  und  $3 \text{ \%}/\text{K}$  abhängig von der Mischung der Oxide [51]. Es gibt auch einkristalline Vanadiumoxide mit einem TCR über  $4 \text{ \%}$ , jedoch sind diese schwierig herzustellen. Es gibt auch Ansätze mit Metallen oder n-Wannen als Widerstandsschicht. Problematisch ist insbesondere bei amorphem Silizium das hohe Maß an  $1/f$ -Rauschen.

In [12] wurde ein VGA-Array mit Pixeln der Größe  $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$  realisiert, das bei einer Framerate von 60 Hz eine NETD von etwa 30 mK aufweist. Dabei wurde als Widerstandsmaterial amorphes Silizium verwendet.

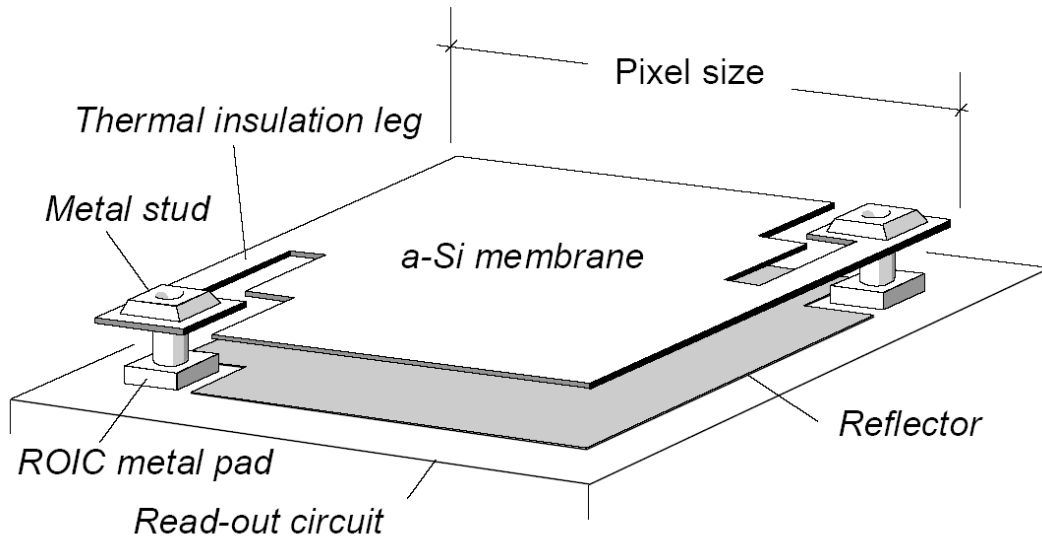


Abbildung 10: Aufbau eines Mikrobolometers [31]

Wichtige Größen bei einem Mikrobolometer sind der elektrische Widerstand  $R_{\text{Bolo}}$ , der TCR  $\alpha$ , die Wärmekapazität  $c_{\text{Bolo}}$ , der Wärmeleitwert  $g_{\text{Bolo}}$  und der Emissionskoeffizient  $\varepsilon_{\text{Bolo}}$ . Die thermische Zeitkonstante  $\tau_{\text{th}}$  wird aus dem Quotienten von Wärmekapazität und Wärmeleitwert berechnet.

$$\tau_{\text{th}} = \frac{c_{\text{Bolo}}}{g_{\text{Bolo}}} \quad (3.3)$$

### 3.3 Die Strahlungsphysik des Bolometers

Dieses Unterkapitel orientiert sich an [13]. Ein einzelnes Bolometer empfängt Strahlung nach Abbildung 11 (entlehnt an [13]). Ein Strahler sendet Strahlung aus, die von einer Linse gesammelt und durch eine Öffnung im Vakuumgehäuse dem Bolometer-Array zugeführt wird. Der Raumwinkel  $\Omega$  aus dem ein einzelnes Bolometer Strahlung empfängt ist lediglich abhängig vom Winkel  $\theta$ , da bei einer kreisförmigen Öffnung der Winkel  $\varphi = 2\pi$  entspricht (s. hierzu Anhang B). Nach [13] gilt für den Raumwinkel

$$\Omega = \int_{\theta=0}^{\theta} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\varphi = 2\pi(1 - \cos \theta). \quad (3.4)$$

Im Anhang findet sich eine Veranschaulichung des Raumwinkels.

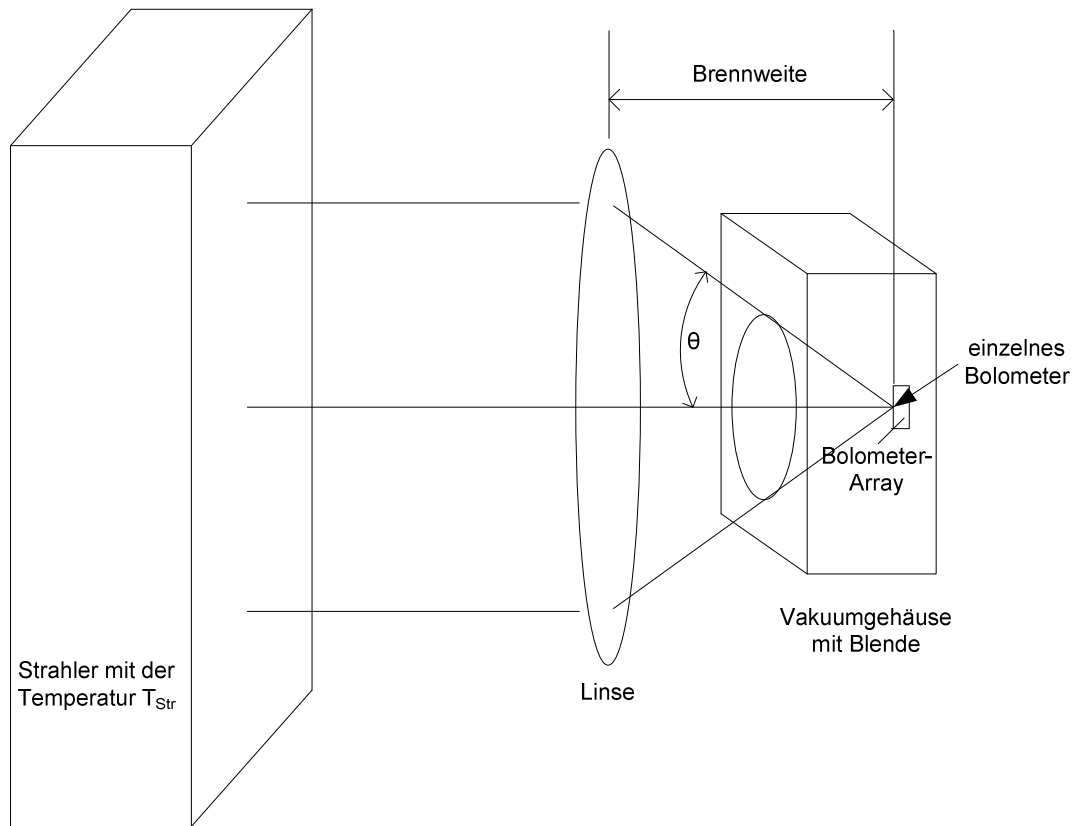


Abbildung 11: Strahlengang vom Strahler zum Bolometer (entlehnt an [13])

Die Leistung des Strahlers  $P_{Str}$ , die dann auf ein Sensorelement mit der Fläche  $A_{Bolo}$  trifft, berechnet sich durch

$$P_{Str} = \pi L_{Str} A_{Bolo} \left( \frac{\Omega}{\pi} - \left( \frac{\Omega}{2\pi} \right)^2 \right) = \pi L_{Str} A_{Bolo} \sin^2 \theta \quad [13], \quad (3.5)$$

wobei die Strahldichte  $L_{Str}$  nach dem Planckschen Gesetz berechnet wird.

$$L_{Str} = 2 \cdot h \cdot c^2 \cdot \epsilon_{Str} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \frac{d\lambda}{\lambda^5 \cdot \left( e^{\frac{h \cdot c}{k T_{Str} \lambda}} - 1 \right)} \quad [13] \quad (3.6)$$

$\lambda_{min}$  und  $\lambda_{max}$  geben den Wellenlängenbereich an, für den die Linse durchlässig ist.  $\epsilon_{Str}$  ist der Emissionskoeffizienten des Strahlers. Aus Gleichung (3.4) und Gleichung (3.5) bzw. der Definition der Blendenzahl

$$F_{no} = \frac{1}{2 \sin \theta} \quad [13] \quad (3.7)$$

ergibt sich

$$P_{Str} = \frac{\pi L_{Str} A_{Bolo}}{4 F_{no}^2} [13]. \quad (3.8)$$

Die Leistung  $Q_{ab}$ , die vom Bolometer absorbiert wird, ist das Produkt von Emissionskoeffizient  $\epsilon_{Bolo}$  des Bolometers und Leistung  $P_{Str}$ .

$$Q_{ab} = \frac{\pi L_{Str} A_{Bolo} \epsilon_{Bolo}}{4 F_{no}^2} [13] \quad (3.9)$$

Nun ist es möglich, die finite Temperaturänderung  $\delta T$  des Bolometers, die durch eine finite Temperaturänderung  $\delta T_{Str}$  des Strahlers bei einer bestimmten Strahlertemperatur  $T_{Str}$  hervorgerufen wird, mit folgender Formel zu berechnen:

$$\frac{\delta T}{\delta T_{Str}} = \frac{\delta T}{\delta Q_{ab}} \cdot \frac{\delta Q_{ab}}{\delta T_{Str}} = \frac{1}{g_{Bolo}} \cdot \frac{A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \pi}{4 F_{no}^2} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} [13]. \quad (3.10)$$

Tabelle 2 zeigt die voraussichtlichen technischen Daten des am Fraunhofer IMS in Kürze verfügbaren Bolometers.

Tabelle 2: Technische Daten des Bolometers

<b><math>R_{Bolo}(T_0)</math></b>	10 M $\Omega$
<b><math>g_{Bolo}</math></b>	60 nW/K
<b><math>C_{Bolo}</math></b>	150 pJ/K
<b><math>\alpha</math></b>	-0.03 /K
<b><math>k_{fBolo}</math></b>	$10^{-11}$ (entnommen aus [14], da z.Zt noch keine eigenen Bolometer vorhanden sind), näheres hierzu in Kapitel 3.5.2
<b><math>\epsilon_{Bolo}</math></b>	0.9 von 8 $\mu\text{m}$ - 14 $\mu\text{m}$
<b><math>A_{Bolo}</math></b>	25 $\mu\text{m}$ x 25 $\mu\text{m}$
<b>Material</b>	amorphes Silizium

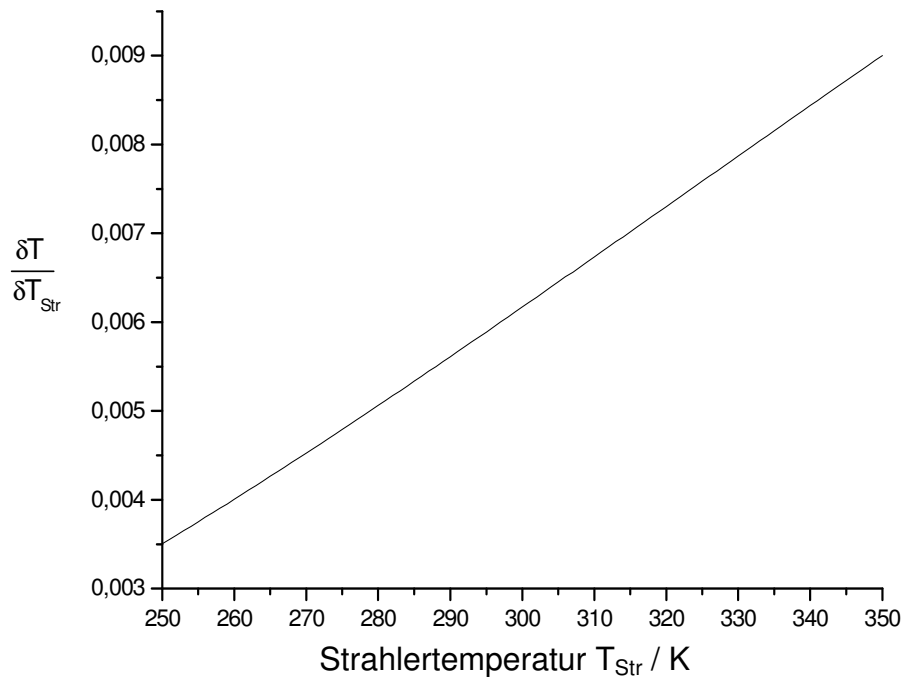


Abbildung 12: Verlauf der Bolometertemperaturänderung im Verhältnis zur Strahlertemperaturänderung  $\delta T / \delta T_{Str}$  in Abhängigkeit der Strahlertemperatur  $T_{Str}$  ( $A_{Bolo} = 25 \mu m \times 25 \mu m$ ,  $F_{no} = 1$ ,  $f = 12.5 \text{ mm}$ ,  $d = 12.5 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_{Str} = 1$ )

Zu erkennen ist in Abbildung 12, dass die Temperaturänderung des Bolometers mit den Daten aus Tabelle 2 bei einem idealen Transmissionsfenster von  $8 \mu m - 14 \mu m$  bei einer Strahlertemperatur von  $300 \text{ K}$  lediglich ca.  $6.2 \text{ mK}$  pro  $1 \text{ K}$  Strahlertemperaturänderung beträgt und mit steigender Strahlertemperatur zunimmt.

Bei einem Bolometer macht man sich die Widerstandsänderung zu nutze, die durch die einstrahlungsbedingte Temperaturänderung verursacht wird. Die Abhängigkeit des Widerstandes  $R$  von der Temperatur wird durch den Widerstandstemperaturkoeffizienten (TCR)  $\alpha$  definiert. Es gilt nach [43]

$$\alpha = \frac{dR(T)}{R(T)dT} . \quad (3.11)$$

Ist  $\alpha$  temperaturunabhängig wie z.B. bei Metallen gilt:

$$R(T) = R(T_0)(1 + \alpha(T - T_0)) . \quad (3.12)$$

Bei Halbleitermaterialien ist der TCR in der Regel temperaturabhängig. Der temperaturabhängige Widerstand eines Halbleiters kann nach [43] mit der Formel

$$R(T) = R(T_0) e^{\frac{\Delta E}{kT}} \quad (3.13)$$

berechnet werden, wobei  $\Delta E$  der Hälfte der Bandgapenergie  $E_g$  des verwendeten Materials entspricht. Der TCR für Halbleitermaterialien wird mit Gleichung (3.11) und (3.13) wie folgt berechnet:

$$\alpha(T) = \frac{dR(T)}{R(T)dT} = -\frac{\Delta E}{kT^2}. \quad (3.14)$$

Bei geringen Temperaturänderungen um einen bestimmten Arbeitspunkt herum kann auch für Halbleiter das Modell nach Gleichung (3.12) Verwendung finden.

Eine entscheidende Bedeutung kommen der Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) mit dem Formelzeichen NETD und der Noise Equivalent Power (NEP) mit dem Formelzeichen NEP zu. NETD ist definiert als die Temperaturänderung eines Strahlers, die ein Signal produziert, welches dem gesamten Rauschen entspricht. NEP ist definiert als die Änderung der absorbierten Leistung, die ein Signal produziert, welches der gesamten Rauschleistung entspricht [13].

$$NETD = \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot NEP \quad [13] \quad (3.15)$$

$$NEP = \frac{\sqrt{u_n^2}}{R_U} = \frac{\sqrt{i_n^2}}{R_I} \quad [13] \quad (3.16)$$

$R_U$  entspricht der Spannungsresponsivität und  $R_I$  der Stromresponsivität.  $\overline{u_n^2}$  und  $\overline{i_n^2}$  entsprechen dem Quadrat der Rauschspannung bzw. des Rauschstromes.

$$R_U = \frac{dU_{Bias}}{dQ_{ab}} \quad I_{Bolo} = konst. \quad [13] \quad (3.17)$$

$$R_I = \frac{dI_{Bolo}}{dQ_{ab}} \quad U_{Bias} = konst. \quad [13] \quad (3.18)$$

Berücksichtigt man ausschließlich thermisches Rauschen, kommt man für die kleinste mögliche NEP (keine Rauschquellen in der Ausleseschaltung) zu folgendem Ergebnis, welches im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch hergeleitet wird:



$$NEP(ideal) = g_{Bolo} \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T^2}{c_{Bolo}}} \quad [13]. \quad (3.19)$$

Die Wärmebilanzgleichung nach [13] in Gleichung (3.20) dient zur Berechnung des transienten Temperaturverlaufs des Bolometers. Reaktionen auf einfallende Strahlung oder zugeführte elektrische Leistung während der Auslese führen zu einer kontinuierlichen Temperaturveränderung.

$$c_{Bolo} \frac{dT}{dt} = U_{Bias} I_{Bolo} + \varepsilon_{Bolo} P_{Str} + \varepsilon_{Bolo} P_{sub} - g_{Bolo} (T - T_{sub}) - 2A_{Bolo} \varepsilon_{Bolo} \sigma T^4 \quad [13] \quad (3.20)$$

$U_{Bias} I_{Bolo}$  ist die im Bolometer in Wärme umgesetzte elektrische Leistung,  $\varepsilon_{Bolo} P_{Str}$  die eingestrahlte Leistung eines Strahlers und  $\varepsilon_{Bolo} P_{sub}$  die Strahlung, die vom Substrat an das Bolometer abgegeben wird. Der Term  $2A_{Bolo} \varepsilon_{Bolo} \sigma T^4$  beschreibt nach Gleichung (2.1) die Strahlungsleistung, die vom Bolometer emittiert wird [13]. Der Faktor 2 kommt dadurch zustande, dass das Bolometer zum einen in Richtung des Strahlers und zum anderen in Richtung Substrat strahlt.  $T_{sub}$  entspricht der Substrattemperatur. Das Substrat wird als großer Wärmespeicher mit konstanter Temperatur  $T_{sub}$  angesehen. Ohne zugeführte elektrische Leistung hat die Wärmebilanzgleichung die Form

$$c_{Bolo} \frac{dT}{dt} = Q_{ab} - g_{Bolo} (T - T_{sub}) \quad [13] \quad (3.21)$$

mit der Strahlungsleistung  $Q_{ab}$

$$Q_{ab} = \varepsilon_{Bolo} P_{str} + \varepsilon_{Bolo} P_{sub} - 2A_{Bolo} \varepsilon_{Bolo} \sigma T^4 \quad [13]. \quad (3.22)$$

Die Lösung der Differentialgleichung (3.21) mit  $Q_{ab} = 0$  für  $t < 0$  und  $Q_{ab} = Q_{ab}$  für  $t \geq 0$  ist

$$T(t) = T_{sub} + \frac{Q_{ab}}{g_{Bolo}} \left( 1 - e^{\frac{-t}{\tau_{th}}} \right) \quad [13]. \quad (3.23)$$

Abbildung 13 (basiert auf [13]) zeigt den Temperaturanstieg eines Bolometers bei einem Sprung der Strahlungsleistung von  $Q_1$  nach  $Q_2$ . Nach einer Zeit  $t_2 = n \cdot t_{th}$  wird ein stationärer Zustand  $T_2$  erreicht. Wird die Strahlungsleistung wieder auf  $Q_1$  reduziert, sinkt die Bolometertemperatur wieder auf die Temperatur  $T_1$  ab.

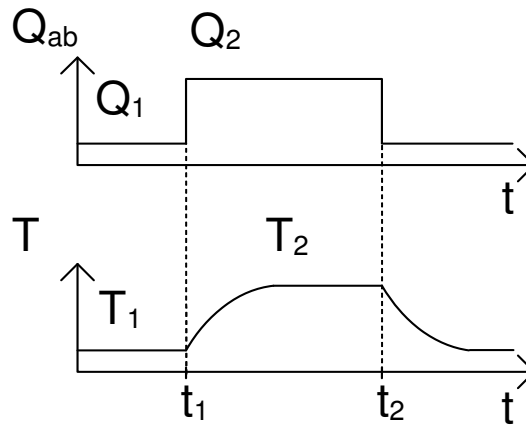


Abbildung 13: Temperaturverhalten eines Bolometers bei sprunghafter Änderung der Strahlungsleistung (basiert auf [13])

Im Falle eines Stromes durch das Bolometer mit dem Widerstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  wird zusätzlich elektrische Leistung zugeführt. Im Normalbetrieb ist die elektrische Leistung  $U_{\text{Bias}} I_{\text{Bolo}} \gg Q_{\text{ab}}$ . Dies hat zur Folge, dass sich der Widerstand während der Auslese wesentlich stärker erwärmt als durch einfallende absorbierte Strahlungsleistung. Nach einiger Zeit stellt sich ein thermisches Gleichgewicht ein. Im Falle des thermischen Gleichgewichts, d.h.  $dT/dt = 0$  gilt:

$$0 = U_{\text{Bias}} I_{\text{Bolo}} + Q_{\text{ab}} - g_{\text{Bolo}} (T - T_{\text{sub}}) \quad (3.24)$$

$$\Rightarrow T = \frac{U_{\text{Bias}} I_{\text{Bolo}} + Q_{\text{ab}}}{g_{\text{Bolo}}} + T_{\text{sub}} \quad [13].$$

Nun wird festgelegt:  $T_{\text{sub}} = T_0$ . Mit dem Ohmschen Gesetz

$$U_{\text{Bias}} = I_{\text{Bolo}} R_{\text{Bolo}}(T) \quad (3.25)$$

und Gleichung (3.12) gilt für die Spannung  $U_{\text{Bias}}$ , die sich bei einem konstantem eingprägtem Strom  $I_{\text{Bolo}}$  einstellen wird:

$$U_{\text{Bias}} = I_{\text{Bolo}} R_{\text{Bolo}}(T_0) \left( 1 + \alpha \frac{I_{\text{Bolo}} U_{\text{Bias}} + Q_{\text{ab}}}{g_{\text{Bolo}}} \right). \quad (3.26)$$

Gleichung (3.26) wird nach der Spannung aufgelöst.

$$U_{\text{Bias}} = \frac{I_{\text{Bolo}} R_{\text{Bolo}}(T_0) \left( 1 + \alpha \frac{Q_{\text{ab}}}{g_{\text{Bolo}}} \right)}{\left( 1 - \alpha \frac{I_{\text{Bolo}}^2 R_{\text{Bolo}}(T_0)}{g_{\text{Bolo}}} \right)} \quad (3.27)$$

Für die Spannungsresponsivität  $R_U$  bei konstantem Strom  $I_{\text{Bolo}}$  folgt dann die Gleichung:

$$R_U = \frac{\delta U_{Bias}}{\delta Q_{ab}} = \frac{I_{Bolo} R_{Bolo}(T_0) \alpha}{g_{Bolo} - I_{Bolo}^2 R_{Bolo}(T_0) \alpha} \quad [13]. \quad (3.28)$$

Der Term

$$g_{Bolo} - I_{Bolo}^2 R_{Bolo}(T_0) \alpha \quad (3.29)$$

definiert den effektiver Leitwert  $g_{eff}$ . Somit gilt

$$R_U = \frac{I_{Bolo} R_{Bolo}(T_0) \alpha}{g_{eff}} \quad [13]. \quad (3.30)$$

Aufgrund der Eigenerwärmung verringert sich der effektive thermische Leitwert bei einem positiven Temperaturkoeffizienten  $\alpha$  und die Spannungsresponsivität  $R_U$  steigt. Ab einem kritischen Strom  $I_{Bolo,kritisch}$  wird der effektive Leitwert  $g_{eff}$  sogar null. Dieser Strom ist erreicht, wenn gilt:

$$I_{Bolo,kritisch} = \sqrt{\frac{g_{Bolo}}{R_{Bolo}(T_0) \alpha}} \quad [13]. \quad (3.31)$$

Im Falle  $I_{Bolo}^2 R_{Bolo}(T_0) \alpha \ll 1$  ist der effektive Leitwert  $g_{eff}$  gleich dem Leitwert  $g_{Bolo}$ .

Die effektive thermische Zeitkonstante  $\tau_{eff}$  berechnet sich folgendermaßen:

$$\tau_{eff} = \frac{C_{Bolo}}{g_{eff}} = \frac{C_{Bolo}}{g_{Bolo} - I_{Bolo}^2 R_{Bolo}(T_0) \alpha} = \frac{C_{Bolo}}{g_{Bolo}} \frac{1}{1 - \alpha(T - T_0)} = \frac{C_{Bolo}}{g_{Bolo}} \frac{1}{1 - \alpha \Delta T} \quad [13]. \quad (3.32)$$

$\Delta T$  ist dabei die durch den Strom  $I_{Bolo}$  im thermischen Gleichgewicht hervorgerufene Temperaturerhöhung des Bolometer gegenüber der Substrattemperatur  $T_{sub} = T_0$ .

Die Stromresponsivität  $R_I$  bei konstanter Spannung  $U_{Bias}$  über dem Bolometer wird ähnlich berechnet. Für den Bolometerstrom  $I_{Bolo}$  gilt dann

$$I_{Bolo} = \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0) \left( 1 + \alpha \frac{I_{Bolo} U_{Bias} + Q_{ab}}{g_{Bolo}} \right)}. \quad (3.33)$$

Gleichung (3.33) kann, solange  $\alpha \frac{I_{Bolo} U_{Bias} + Q_{ab}}{g_{Bolo}} \ll 1$ , durch Gleichung (3.34)

angenähert werden.

$$I_{Bolo} \approx \frac{U_{Bias} \left( 1 - \alpha \frac{I_{Bolo} U_{Bias} + Q_{ab}}{g_{Bolo}} \right)}{R_{Bolo}(T_0)} \quad (3.34)$$

Löst man Gleichung (3.34) nach dem Strom  $I_{Bolo}$  auf, erhält man

$$I_{Bolo} \approx \frac{\frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} - \frac{U_{Bias} \alpha Q_{ab}}{R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo}}}{\left(1 + \alpha \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo}}\right)}. \quad (3.35)$$

Für die Stromresponsivität  $R_I$  folgt

$$R_I = \frac{\delta I_{Bolo}}{\delta Q_{ab}} \approx \frac{-U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) \left( g_{Bolo} + \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}(T_0)} \alpha \right)}. \quad (3.36)$$

Der Term

$$g_{Bolo} + \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}(T_0)} \alpha \quad (3.37)$$

kann hier ebenfalls als effektiver Wärmeleitwert  $g_{eff}$  betrachtet werden, welcher nun bei einem negativen Temperaturkoeffizienten kleiner als der Wärmeleitwert  $g_{Bolo}$  des Bolometers wird. Somit gilt

$$R_I \approx \frac{-U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) g_{eff}}. \quad (3.38)$$

Ist die Bedingung  $\alpha \frac{I_{Bolo} U_{Bias} + Q_{ab}}{g_{Bolo}} \ll 1$  nicht erfüllt, z.B. bei zunehmend kleiner

werdenden Wärmeleitwerten oder zu großen elektrischen Leistungen, ist Gleichung (3.33) zu verwenden. Es ergeben sich dann zwei Lösungen für den Bolometerstrom bei vorgegebener Spannung  $U_{Bias}$ .

$$I_{Bolo1,2} = \frac{1}{2R_{Bolo}(T_0) \alpha U_{Bias}} (-R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo} - R_{Bolo}(T_0) \alpha Q_{ab} + \pm \sqrt{(R_{Bolo}^2(T_0) g_{Bolo}^2 + 2R_{Bolo}^2 g_{Bolo} \alpha Q_{ab} + R_{Bolo}^2(T_0) \alpha^2 Q_{ab}^2 + 4R_{Bolo}(T_0) \alpha g_{Bolo} U_{Bias}^2)}) \quad (3.39)$$

Nur die Lösung

$$I_{Bolo} = \frac{1}{2R_{Bolo}(T_0) \alpha U_{Bias}} (-R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo} - R_{Bolo}(T_0) \alpha Q_{ab} + \sqrt{(R_{Bolo}^2(T_0) g_{Bolo}^2 + 2R_{Bolo}^2 g_{Bolo} \alpha Q_{ab} + R_{Bolo}^2(T_0) \alpha^2 Q_{ab}^2 + 4R_{Bolo}(T_0) \alpha g_{Bolo} U_{Bias}^2)}) \quad (3.40)$$

ist sinnvoll, da der Strom beim Überprüfen mit Werten in der erwarteten Größenordnung liegt. Die alternative Lösung ergibt kein physikalisch sinnvolles Ergebnis.

Die Lösung für die Stromresponsivität  $R_I$  sieht dann bei konstanter Spannung  $U_{Bias}$  wie folgt aus:

$$R_I = \frac{\delta \left( \frac{1}{2R_{Bolo}(T_0)\alpha U_{Bias}} (-R_{Bolo}(T_0)g_{Bolo} - R_{Bolo}(T_0)\alpha Q_{ab} + \sqrt{(R_{Bolo}^2(T_0)g_{Bolo}^2 + 2R_{Bolo}^2g_{Bolo}\alpha Q_{ab} + R_{Bolo}^2(T_0)\alpha^2 Q_{ab}^2 + 4R_{Bolo}(T_0)\alpha g_{Bolo}U_{Bias}^2})} \right)}{\delta Q_{ab}}$$

$$R_I = \frac{1}{2R_{Bolo}(T_0)\alpha U_{Bias}} \cdot \left( -R_{Bolo}(T_0)\alpha + \frac{2R_{Bolo}^2(T_0)g_{Bolo}\alpha + 2R_{Bolo}^2(T_0)\alpha^2 Q_{ab}^2}{2(R_{Bolo}^2(T_0)g_{Bolo}^2 + 2R_{Bolo}^2(T_0)g_{Bolo}\alpha Q_{ab} + R_{Bolo}^2(T_0)\alpha^2 Q_{ab}^2 + 4R_{Bolo}(T_0)\alpha U_{Bias}^2 g_{Bolo})} \right) \quad (3.41)$$

Es zeigt sich, dass die Strahlungsleistung  $Q_{ab}$  kaum Einfluss auf die Stromresponsivität hat, solange nicht unrealistisch hohe Leistungen angenommen werden.

Abbildung 14 zeigt einen Vergleich von Gleichung (3.36) und (3.41) bei Variation des Wärmeleitwertes mit den angegebenen Werten in Tabelle 2 und einer Spannung  $U_{Bias} = 1V$ . Zu erkennen ist grundsätzlich, dass bei abnehmendem Wärmeleitwert  $g_{eff}$  die Stromresponsivität  $R_I$  größer wird. Bei einem Wärmeleitwert  $g_{Bolo}$  von kleiner ca.  $0.5 \cdot 10^{-7} W/K$  steigt die Stromresponsivität nach der Berechnung ohne Vereinfachung stärker an. Die Vereinfachung führt für kleiner werdende Wärmeleitwerte zu einem immer größer werdenden Fehler. Die Bedingung

$$R_{Bolo}^2(T_0)g_{Bolo}^2 + 4R_{Bolo}(T_0)\alpha g_{Bolo}U_{Bias}^2 > 0 \quad (3.42)$$

für den Fall, dass  $Q = 0 W$ , ist jedoch zu beachten, da ansonsten der Term unter der Wurzel aus Gleichung (3.40) negativ wird. Aus obiger Bedingung lässt sich eine kritische Spannung  $U_{Bias\_kritisch}$  herleiten.

$$U_{Bias\_kritisch} < \sqrt{-\frac{R_{Bolo}(T_0)g_{Bolo}}{4\alpha}} \quad (3.43)$$

Dies kritische Spannung mit den Werten aus Tabelle 2 hat einen Wert von ca. 2.2 V. Eine Zunahme der Responsivität führt bei gleicher Rauschleistung zu einer Verbesserung der NETD.

Abbildung 15 zeigt einen Vergleich von Gleichung (3.36) und Gleichung (3.41) bei Variation der Bolometerspannung  $U_{\text{Bias}}$  mit den angegebenen Werten in Tabelle 2. Auch hier zeigt sich, dass ab einer Spannung  $U_{\text{Bias}}$  von etwa 1.2 V die Näherung zunehmend abweicht. Die Steigerung der Responsivität könnte zur Reduzierung der NETD genutzt werden. Die Bolometer müssten dann aber im Dauerbetrieb arbeiten, so dass durch die Erwärmung des Bolometers der effektive Wärmeleitwert  $g_{\text{eff}}$  sinkt. Bei einer Biasspannung von 2 V erwärmt sich das Bolometer im stationären Zustand nach Abbildung 25 um ca. 6.5 K. Wird ein Halbleitermaterial wie amorphes Silizium verwendet, kann bei größeren Temperaturänderungen des Bolometers während der Auslese nicht mehr von einem konstanten TCR ausgegangen werden.

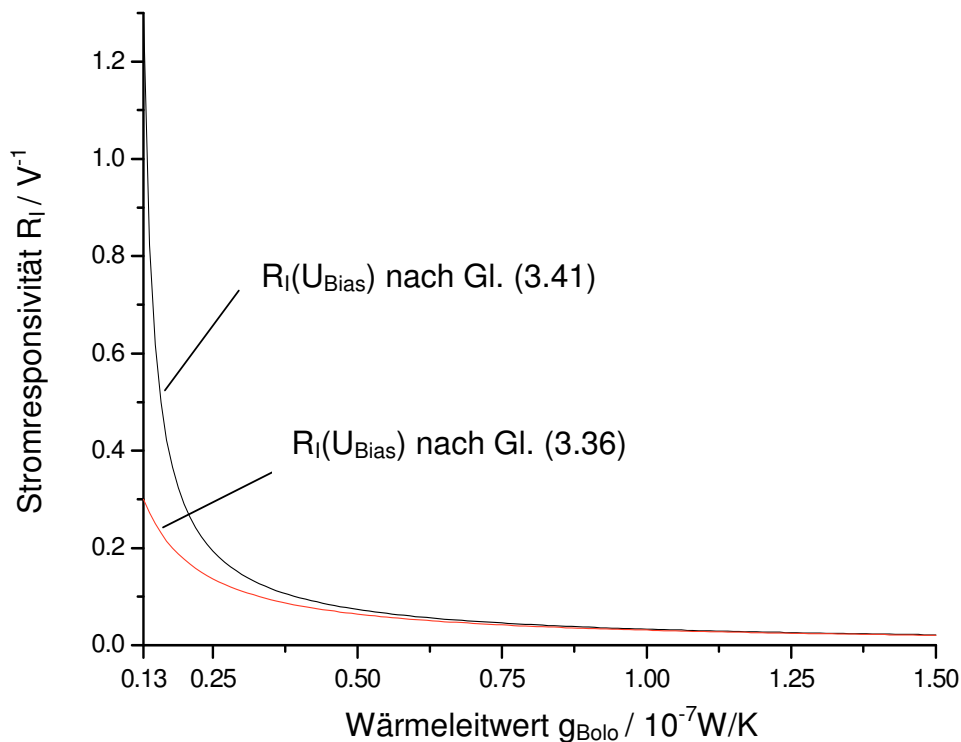


Abbildung 14: Stromresponsivität in Abhängigkeit des Wärmeleitwertes, Parameter aus Tabelle 2,  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$

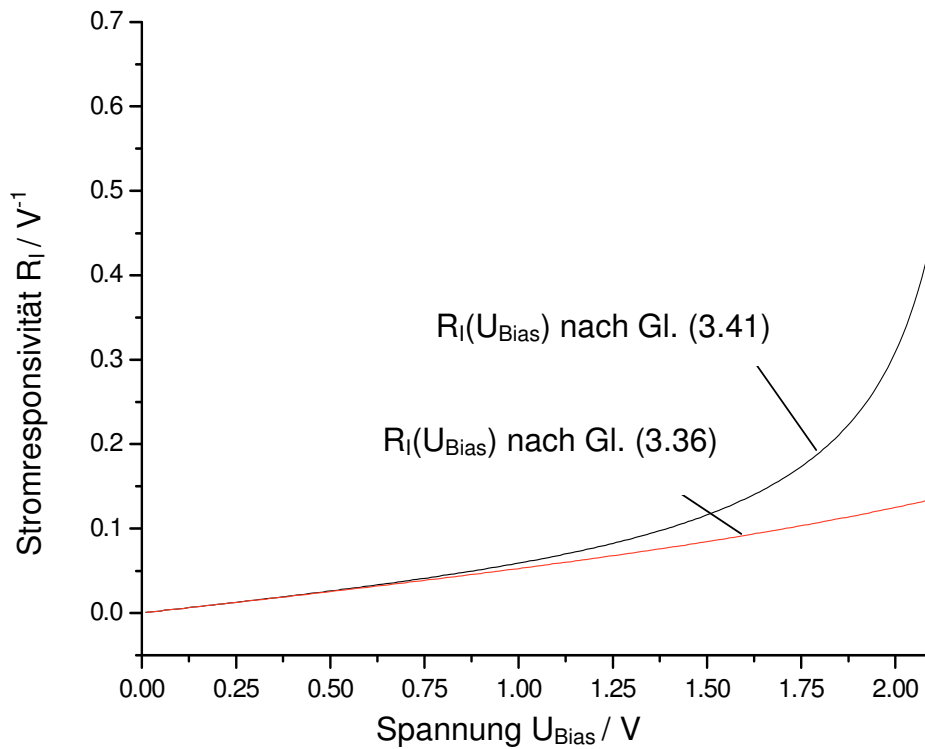


Abbildung 15: Stromresponsivität in Abhängigkeit der Bolometerspannung, Parameter aus Tabelle 2

### 3.4 Die Zusammensetzung des Bolometerstromes

Der Strom  $I_{Bolo}$  durch ein Bolometer, an dem eine konstante Spannung  $U_{Bias}$  angelegt wurde, setzt sich aus mehreren Teilen zusammen. Gleichung (3.33) liefert mit dem effektiven Leitwert nach Gleichung (3.37)

$$I_{Bolo} = \frac{1}{g_{eff}} (g_{Bolo} - \alpha Q_{ab}) \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)}. \quad (3.44)$$

Somit gilt

$$\begin{aligned} I_{Bolo} &= \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} \frac{g_{Bolo}}{g_{eff}} \left( 1 - \frac{\alpha Q_{ab}}{g_{Bolo}} \right) = I_{Bolo,0} \frac{g_{Bolo}}{g_{eff}} - I_{Bolo,0} \frac{\alpha Q_{ab}}{g_{eff}} \\ &= I_{Bolo,0} + I_{Bolo,0} \left( \frac{g_{Bolo} - g_{eff}}{g_{eff}} \right) - I_{Bolo,0} \frac{\alpha Q_{ab}}{g_{eff}} \end{aligned} \quad (3.45)$$

mit dem „Ohmschen“ Strom

$$I_{Bolo,0} = \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)}. \quad (3.46)$$

Zunächst einmal wird der effektive Leitwert  $g_{eff}$  aufgrund der durch die im Bolometer beim Auslesen in Wärme umgesetzte elektrische Leistung für  $\alpha < 0$  und  $Q_{ab} = 0$  kleiner. Dies hat nach Gleichung (3.44) eine Erhöhung des

„Ohmschen“ Stromes  $I_{\text{Bolo},0}$  um den Faktor  $g_{\text{Bolo}}/g_{\text{eff}}$  zur Folge. Es wurde bereits erwähnt, dass der effektive Leitwert theoretisch sogar gegen null gehen kann. Für  $Q_{\text{ab}}$  ungleich null ist im Strom  $I_{\text{Bolo}}$  der Signalstrom  $I_{\text{Bolo},0} \alpha Q_{\text{ab}}/g_{\text{eff}}$  enthalten.  $Q_{\text{ab}}/g_{\text{eff}}$  entspricht der durch die absorbierte Strahlungsleistung hervorgerufenen Temperaturänderung des Bolometers. Es kann angenommen werden:

$$\frac{\alpha Q_{\text{ab}}}{g_{\text{Bolo}}} \approx 0. \quad (3.47)$$

Zunächst besteht der Gesamtstrom  $I_{\text{Bolo}}$  nach Gl. (3.46) aus dem mächtigsten Anteil  $I_{\text{Bolo},0}$  bedingt durch  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$ . Hinzu kommt noch ein Stromanteil  $I_{\text{Bolo},0}(g_{\text{Bolo}}-g_{\text{eff}})/g_{\text{eff}}$ , der durch die Änderung des Widerstandes aufgrund der Erwärmung beim Auslesen zustande kommt. Der interessante Anteil des Gesamtstromes ist der Signalstromanteil  $I_{\text{Bolo},0}(\alpha Q_{\text{ab}})/g_{\text{eff}}$ , der durch die erwärmungsbedingte Änderung des Widerstandes aufgrund absorbierter infraroter Strahlung hervorgerufen wird. Jedoch macht dieser Anteil mit der Annahme nach Gleichung (3.47) nur einen sehr kleinen Bruchteil des Gesamtstromes aus.

Aus diesem Umstand ergibt sich die Konsequenz, dass die Ausleseschaltung eine sehr hohe Dynamik bieten muss. Die Signaldynamik ist in Gleichung (3.48) als Verhältnis vom gesamten von einer Messung abzudeckenden Temperaturbereich  $\Delta T$  zur geforderten NETD definiert.

$$DR_{\text{Signal}} = 20 \log \frac{\Delta T}{\text{NETD}} = 20 \log \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}}{\text{NETD}} \quad (3.48)$$

Dieser Temperaturbereich  $\Delta T$  kann z.B.  $T_{\text{min}} = -40 \text{ °C} - T_{\text{max}} = 100 \text{ °C}$  umfassen. Für diesen genannten Messbereich müsste eine Ausleseschaltung bei einem geforderten NETD von 50 mK eine  $DR_{\text{Signal}} \approx 69 \text{ dB}$  besitzen. Jedoch ist nun das im Sensor durch die absorbierte Strahlungsleistung erzeugte Signal nicht linear von der Temperatur abhängig, sondern proportional zur Strahlungsleistung  $P_{\text{Str}}$ , in welche die Strahlertemperatur  $T_{\text{Str}}$  nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der 4. Potenz eingeht ( $P_{\text{Str}} \sim T_{\text{Str}}^4$ ). Dies ist zu berücksichtigen. Somit kann geschätzt werden:



$$\begin{aligned}
 DR_{Signal} &= \left| 20 \log \frac{P_{Str}(T_{\max}) - P_{Str}(T_{\min})}{P_{Str}(T_{\min} + NETD) - P_{Str}(T_{\min})} \right| \quad (3.49) \\
 &\approx \left| 20 \log \frac{(273K + T_{\max})^4 - (273K + T_{\min})^4}{(273K + T_{\min} + NETD)^4 - (273K + T_{\min})^4} \right|.
 \end{aligned}$$

Mit den Werten von oben erhält man eine  $DR_{Signal} \approx 76$  dB. Auf Ströme bezogen erhält man für die Dynamik

$$DR_I = \left| 20 \log \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{NETD}} \right|, \quad (3.50)$$

wobei  $I_{NETD}$  der rauschäquivalente Strom durch den Bolometerwiderstand  $R_{Bolo}(T_0)$  ist. Es gilt

$$I_{NETD} = \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} - \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0) + \Delta R_{NETD}}. \quad (3.51)$$

Mit

$$I_{\max} = \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} \frac{g_{Bolo}}{g_{eff}} \quad (3.52)$$

und der Annahme, dass der gesamte Strombereich ausgenutzt wird, d.h.  $I_{\min} = 0$ , und dass der Strom keine wesentliche Änderung des effektiven Leitwertes hervorruft, d.h.  $g_{Bolo}/g_{eff} = 1$ , erhält man

$$DR_I \approx \left| 20 \log \frac{\frac{1}{R_{Bolo}(T_0)}}{\frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} - \frac{1}{R_{Bolo}(T_0) + \Delta R_{NETD}}} \right|, \quad (3.53)$$

wobei  $\Delta R_{NETD}$  der rauschäquivalenten Widerstandsänderung entspricht. Diese wird beschrieben durch

$$\begin{aligned}
 \Delta R_{NETD} &= \frac{\delta R_{Bolo}(T_0)}{\delta T} \frac{\delta T}{\delta T_{Str}} NETD \quad (3.54) \\
 &= NETD \alpha R_{Bolo}(T_0) \frac{\pi A_{Bolo} \epsilon_{Bolo}}{4 F_{no}^2 g_{Bolo}} \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}.
 \end{aligned}$$

Auf den Widerstand bezogen erhält man eine Dynamik von

$$DR_R = 20 \log \frac{R_{Bolo}(T_0)}{\Delta R_{NETD}} = 20 \log \left[ \frac{1}{NETD \alpha \frac{\pi A_{Bolo} \epsilon_{Bolo}}{4 F_{no}^2 g_{Bolo}} \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \right]. \quad (3.55)$$

Dies ergibt eine Dynamik  $DR_R \approx 100$  dB.

### 3.5 Kurze Einführung ins Rauschen

Rauschen beschreibt die zeitlichen Fluktuationen von Strom, Spannung und Ladung. Es begrenzt die Auflösung in der Sensor- und Schaltungstechnik, da kleine Signale nicht mehr vom Rauschen unterschieden werden können. Im Folgenden werden das thermische Rauschen, das 1/f-Rauschen von Widerständen und Transistoren und das Rauschen bedingt durch die thermische Leitfähigkeit kurz dargestellt.

#### 3.5.1 Thermisches Rauschen an Widerständen und MOSFETs

Jeder ohmsche Widerstand rauscht aufgrund thermischer Bewegungen der Leitungselektronen im Widerstandsmaterial [38]. Der Verlauf ist nicht vorhersagbar. Das Spektrum ist weiß. Die Rauschspannungsleistungsdichte wird mit Gleichung (3.56) beschrieben.

$$S_U(f) = \begin{cases} 4kT_0 R & \text{für } f \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.56)$$

Alternativ kann auch die Rauschstromleistungsdichte verwendet werden.

$$S_I(f) = \begin{cases} \frac{4kT_0}{R} & \text{für } f \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.57)$$

In Abbildung 16 ist das Model eines rauschenden Widertsandes dargestellt. Es besteht entweder aus einer rauschenden Spannungsquelle in Reihe mit einem rauschfreien Widerstand oder aus einer rauschen Stromquelle parallel zu einem rauschfreien Widerstand. Anstelle der Rauschspannung  $u_n(t)$  wird hier wie auch im Folgenden der entsprechende quadrierte Effektivwert  $\overline{u_n^2}$  für diese Rauschspannung verwendet. Ähnliches gilt für den Rauschstrom  $i_n(t)$  mit dem entsprechenden quadrierten Effektivwert  $\overline{i_n^2}$ .

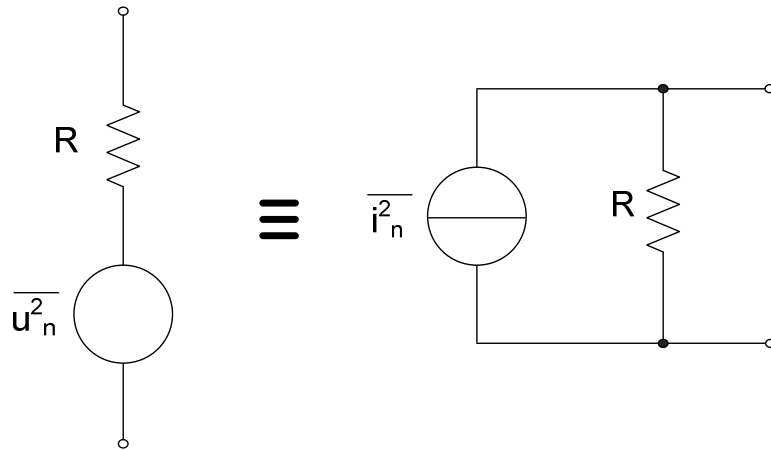


Abbildung 16: Ersatzschaltbild eines rauschenden Widerstandes

Für den mittleren quadrierten Effektivwert  $\overline{u_n^2}$  gilt

$$\overline{u_n^2} = \int_0^{\infty} S_U(f) df, \quad (3.58)$$

für den mittleren quadrierten Effektivwert  $\overline{i_n^2}$

$$\overline{i_n^2} = \int_0^{\infty} S_I(f) df, \quad (3.59)$$

Nun soll ein System nach Abbildung 17 betrachtet werden. Der mittlere quadrierte Effektivwert  $\overline{u_{n,aus}^2}$  für die Rauschspannung  $u_{n,aus}(t)$  am Knoten 2, dem Ausgang des Systems, kann mit folgendem Integral berechnet werden:

$$\overline{u_{n,aus}^2} = \int_0^{\infty} S_U |H(f)|^2 df = \frac{kT}{C}. \quad (3.60)$$

$H(f)$  ist dabei die Übertragungsfunktion von dem Knoten 1, an dem die Rauschleistung eingespeist wird, zum Knoten 2, dem Ausgang. Bei einem Tiefpass 1. Ordnung (wie er hier vorliegt) kann man eine äquivalente Rauschbandbreite  $NBW$  ermitteln.

$$NBW = \int_0^{\infty} |H(f)|^2 df = \int_0^{\infty} \left| \frac{1}{1 + \frac{jf}{f_{3dB}}} \right|^2 df = \frac{\pi}{2} f_{3dB} \quad (3.61)$$

$f_{3dB}$  entspricht hier der 3dB-Grenzfrequenz des Tiefpassfilters 1. Ordnung. Es gilt

$$f_{3dB} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (3.62)$$

Zur Ermittlung des mittleren quadrierten Effektivwertes  $\overline{u_{n,aus}^2}$  kann dann einfach die Raschspannungsleistungsdichte mit der äquivalenten Rauschbandbreite NBW multipliziert werden. Zur Minimierung des Rauschens ist in der Regel eine möglichst niedrige äquivalente Rauschbandbreite NBW anzustreben.

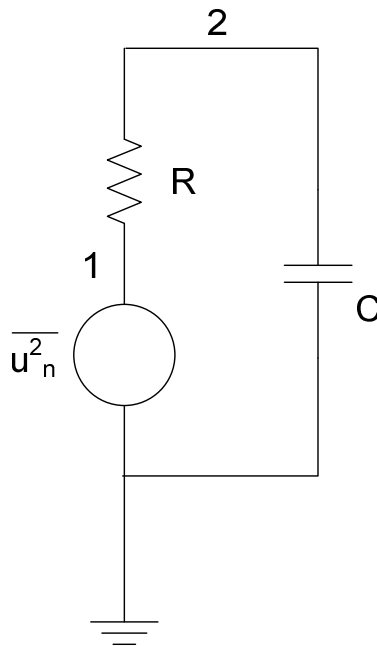


Abbildung 17: System bestehend aus einem Widerstand in Reihe mit einer Rauschspannungsquelle parallel zu einem Kondensator

Das Rauschen eines Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors (MOSFET) kann durch einen rauschfreien MOSFET mit einer Rauschspannungsquelle am Gate (Variante 1) oder einer Rauschstromquelle zwischen Source und Drain (Variante 2) nachgebildet werden (Abbildung 18).

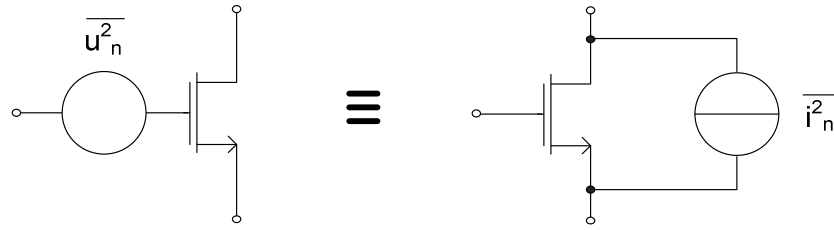


Abbildung 18: Ersatzschaltbild eines rauschenden MOSFETs

Wird beim MOSFET die Variante 1 verwendet, gilt für die Rauschspannungsleistungsdichte nach [39]

$$S_{U,MOS}(f) = \begin{cases} 4kTn\gamma \frac{1}{g_m} & \text{für } f \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.63)$$

$n$  ist der „weak inversion slope“ Parameter und  $\gamma$  der Rauschfaktor.  $n$  kann durch

$$n = \frac{g_m + g_{mb}}{g_m} \quad (3.64)$$

für alle Inversionsbereiche angenähert werden.  $g_{mb}$  ist die Substrat-Transkonduktanz. Für einen idealen Transistor variiert  $\gamma$  zwischen  $\frac{1}{3}$  und  $\frac{2}{3}$  von schwacher zu starker Inversion. Dieser Faktor ist jedoch bei realen Bauelementen abhängig vom Prozess und der Kanallänge. Rauschmessungen in [47] bei einer 0.18  $\mu\text{m}$  CMOS-Technologie haben ergeben, dass  $\gamma$  bei Transistoren mit Minimallänge deutlich höher ist als bei Transistorlängen von 0.36  $\mu\text{m}$  oder 0.72  $\mu\text{m}$ . Der so genannte „excess noise“ Faktor  $\Gamma$  modelliert diesen Effekt und fließt in die Berechnung des Rauschfaktors ein. Daher gilt nach [39]

$$\gamma = \left[ \frac{1}{2} + \frac{4}{6} \frac{u}{(\sqrt{1+4u} + 1)^2} \right] \Gamma \quad (3.65)$$

mit

$$u = \frac{I_D}{\frac{W}{L} \mu_n C_{ox} 2nU_T^2} \quad (3.66)$$

$W$  ist die Weite des Transistors,  $L$  die Länge,  $I_D$  der Drainstrom,  $\mu_n$  die Ladungsträgerbeweglichkeit der Elektronen,  $C_{ox}$  der Gate-Kapazitätsbelag und  $U_T$  die Temperaturspannung. In der Praxis werden für  $n$  und  $\gamma$  Erfahrungswerte oder Abschätzungen verwendet. Wird die Variante 2 verwendet, gilt für die Rauschstromleistungsdichte

$$S_{I,MOS}(f) = \begin{cases} 4kTn\gamma g_m & \text{für } f \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.67)$$

### 3.5.2 1/f-Rauschen bei Widerständen und MOSFETs

Die Ursachen für das 1/f-Rauschen sind bis heute nicht abschließend erklärt. Es wird vermutet, dass es von Störstellen im Material hervorgerufen wird. Unbesetzte Elektronenorbitale fangen Ladungsträger ein und geben sie nach einiger Zeit wieder ab. Auch elektrische Kontakte sollen dazu beitragen [13]. Nur bestimmte Widerstände wie z.B. Kohlewiderstände oder Widerstände aus amorphen Materialien zeigen ausgeprägtes 1/f-Rauschen. Bei den meisten Widerständen ist das 1/f-Rauschen sehr klein und wird vernachlässigt. Bei Widerständen mit ausgeprägtem 1/f-Rauschen ist die Rauschleistungsdichte abhängig von der angelegten Spannung und vom 1/f-Rausch-Parameter  $k_f$ . Dieser hängt vom Material ab, der Technik des Abscheidens, den Abmessungen, den elektrischen Kontakten und vielem mehr. Mit der von Hooge gefundenen Beziehung gilt für den 1/f-Rausch-Parameter  $k_f$ :

$$k_f = \frac{\alpha_H}{n_d V}, \quad (3.68)$$

wobei  $\alpha_H$  dem empirisch bestimmten Hooge-Parameter entspricht,  $n_d$  der Ladungsträgerdichte und  $V$  dem Volumen des Widerstands. Die Rauschleistungsdichte  $S_U(f)$  wird durch Gleichung (3.69) beschrieben.

$$S_{U,1/f}(f) = U_{Bias}^2 \frac{k_f}{f} \quad (3.69)$$

Die quadrierte Rauschspannung  $\overline{u_{n,aus}^2}$  kann bei Betrachtung des Systems in Abbildung 17 nach Gleichung (3.70) errechnet werden.

$$\overline{u_{n,aus}^2} = \int_{f_1}^{\infty} S_{U,1/f}(f) |H(f)|^2 df \quad (3.70)$$

$H(f)$  ist die Übertragungsfunktion vom Knoten 1 zum Knoten 2,  $f_1$  die untere Grenzfrequenz.

Die an einem MOSFET auftretenden Rauschspannungen haben nach [46] die Rauschleistungsdichte von

$$S_{U,MOS,1/f}(f) = \frac{k_{fM}}{WLC_{ox}^2 f} \quad (3.71)$$

$k_{fM}$  ist ein technologieabhängiger Parameter. Bei PMOS-Transistoren ist dieser Parameter in der Regel kleiner als bei NMOS-Transistoren.

1/f-Rauschen hat die Eigenschaft bei niedrigen Frequenzen zu dominieren, während bei hohen Frequenzen das weiße thermische Rauschen dominiert. Es ist unbedingt erforderlich, durch geeignete Maßnahmen wie z.B. die Verwendung eines Shuttters bei IR-FPAs die untere Integrationsgrenze  $f_1$  zu erhöhen (vgl. (3.70)), da in jeder Dekade die gleiche Rauschleistung enthalten ist. Wird nach Verstreichen der Zeit  $t_{shutter}$  der Shutter kurz für einen Abgleich geschlossen, gilt für die Integrationsgrenze  $f_1$  unter der Annahme, dass das Schließen des Shuttters wie ein Hochpassfilter 1. Ordnung wirkt:

$$f_1 \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\pi t_{shutter}} = \frac{1}{4t_{shutter}} \quad (3.72)$$

In [13] ist dieses Ergebnis ebenfalls zu finden.

### 3.5.3 Rauschen aufgrund der thermischen Leitfähigkeit in Mikrobolometern

Die Fluktuation der Wärmeenergie zwischen Bolometers und dem Substrat als große thermische Masse ruft eine Fluktuation der Temperatur hervor. Damit ändert sich auch der Bolometerwiderstand. Nach Landau und Lifshitz's Statistical Physics werden Temperaturfluktuationen eines thermischen Reservoirs durch

$$\frac{\overline{\Delta T^2}}{T^2} = \frac{k}{c} \quad (3.73)$$

beschrieben. Dies führt bei einem Bolometer zu einer Varianz der Temperatur von

$$\overline{\Delta T^2} = \frac{kT^2}{C_{Bolo}}. \quad (3.74)$$

Bei Betrachtung des Hitzetransfers zwischen Bolometer und Substrat, welche über den Wärmeleitwert  $g_{Bolo}$  verbunden sind, ist bereits Gleichung (3.21) für die Bolometertemperatur vorgestellt worden. Für  $t \gg \tau_{th}$  gilt

$$T(t) = T_{sub} + \frac{Q_{ab}}{g_{Bolo}}. \quad (3.75)$$

Die thermische Responsivität  $R_T$  des Bolometers, welche das Verhältnis der Temperaturveränderung zur Strahlungsleistungsänderung beschreibt, ist definiert als

$$R_T = \frac{\delta T}{\delta Q_{ab}}. \quad (3.76)$$

Im Fall, dass  $U_{Bias} = 0$  V gilt für die thermische Responsivität

$$R_T = \frac{\delta T}{\delta Q_{ab}} = \frac{1}{g_{Bolo}}. \quad (3.77)$$

$\Delta T$  wird nun als Differenz von Bolometertemperatur und Substrattemperatur definiert. Die einfallende Strahlungsleistung  $Q_{ab}(t)$  wird nun durch eine komplexe Strahlungsleistung  $Q_{ab}(\omega)$  beschrieben.

$$Q_{ab}(\omega) = Q_{ab} e^{j\omega t} \quad (3.78)$$

Damit folgt unter Annahme von

$$\Delta T = T_0 e^{j(\omega t + \varphi)} \quad (3.79)$$

Gleichung (3.80).

$$\frac{dT}{dt} = \frac{d(\Delta T)}{dt} = j\omega \Delta T. \quad (3.80)$$

Nach dem Einsetzen in Gleichung (3.21) ergibt sich

$$j\omega C_{Bolo} \Delta T(\omega) = Q_{ab}(\omega) - g_{Bolo} \Delta T(\omega). \quad (3.81)$$

Aufgelöst nach  $\Delta T$  erhält man

$$\Delta T(\omega) = \frac{Q_{ab}(\omega)}{j\omega C_{Bolo} + g_{Bolo}} = \frac{Q_{ab}(\omega)}{g_{Bolo}(\omega)}, \quad (3.82)$$

wobei

$$g_{Bolo}(\omega) = g_{Bolo} (1 + j\omega \tau_{th}). \quad (3.83)$$



Mit der Temperaturrauschleistungsdichte  $\zeta$  und der äquivalenten Temperaturrauschbandbreite  $f_{NB}$  kann man schreiben

$$\overline{\Delta T^2} = \frac{kT^2}{C_{Bolo}} = \zeta f_{NB}. \quad (3.84)$$

Für die äquivalenten Temperaturrauschbandbreite  $f_{NB}$  gilt

$$f_{NB} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{2\pi\tau_{th}} = \frac{1}{4\tau_{th}}. \quad (3.85)$$

Daher kann man die Varianz der Temperatur durch

$$\overline{\Delta T^2} = \zeta \frac{1}{4\tau_{th}} = \zeta \frac{g_{Bolo}}{4C_{Bolo}} \quad (3.86)$$

ausdrücken. Für die Temperaturrauschleistungsdichte folgt nun

$$\zeta = \overline{\Delta T^2} \frac{4C_{Bolo}}{g_{Bolo}} = \frac{kT^2}{C_{Bolo}} \frac{4C_{Bolo}}{g_{Bolo}} = \frac{4kT^2}{g_{Bolo}}. \quad (3.87)$$

Für die frequenzabhängige Varianz der Temperatur ergibt sich

$$\overline{\Delta T^2(\omega)} = \zeta \frac{1}{1 + (\omega\tau_{th})^2} = \frac{4kT^2}{g_{Bolo}} \frac{1}{1 + (\omega\tau_{th})^2}. \quad (3.88)$$

Damit ergibt sich folgende Beziehung für den NEP für den Fall, dass keine Spannung am Bolometer anliegt und  $\omega = 0$ :

$$NEP_{\text{thermische Leitfähigkeit}} = \frac{\sqrt{\overline{\Delta T^2}}}{R_T} = g_{Bolo} \sqrt{\frac{kT^2}{C_{Bolo}}}. \quad (3.89)$$

Im Folgenden soll nun gezeigt werden, dass die durch das Rauschen aufgrund der thermischen Leitfähigkeit verknüpfte NEP um Größenordnungen kleiner ist als die durch das weiße Rauschen des Bolometerwiderstandes  $R_{Bolo}$  verknüpfte NEP und daher vernachlässigt werden kann. Dazu wird eine einfache Schaltung verwendet, welche in Abbildung 19 dargestellt ist. Eine rauschfreie Stromquelle treibt einen Strom  $I_{Bias}$  durch den Bolometerwiderstand. Ein Kondensator  $C_P$  begrenzt die Bandbreite der Schaltung.

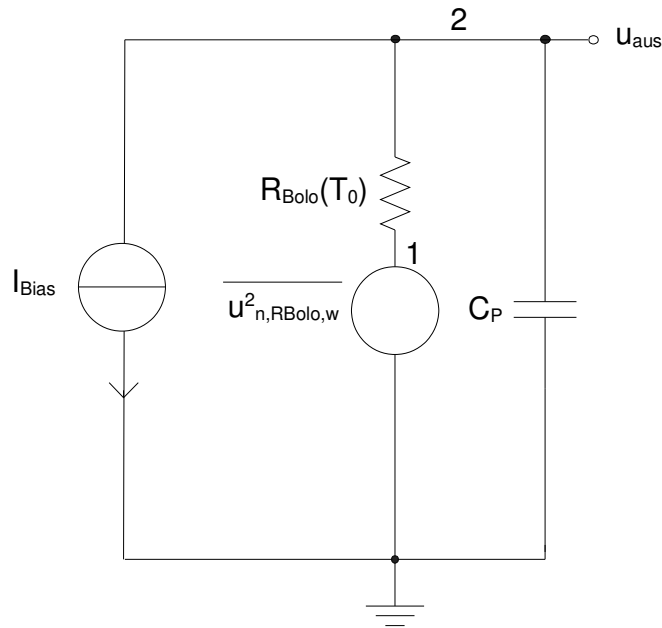


Abbildung 19: Schaltung zur Bestimmung der NEP hervorgerufen durch das weiße Rauschen des Bolometerwiderstandes

Der quadrierte Effektivwert  $\overline{u^2_{n,aus}}$  am Knoten 2 ist das kTC-Rauschsignal nach Gleichung (3.90) (vgl. Abbildung 17 und Gleichung (3.60)).

$$\overline{u^2_{n,aus}} = \frac{kT}{C_P} \quad (3.90)$$

Die NEP wird mit Hilfe der Spannungsresponsivität nach Gleichung (3.30) mit  $g_{eff} = g_{Bolo}$  wie folgt berechnet:

$$NEP_{Bolometerwiderstand} = \frac{\sqrt{\overline{u^2_{n,aus}}}}{R_U} = \frac{g_{Bolo} \sqrt{\frac{kT}{C_P}}}{|\alpha| I_{Bias} R_{Bolo}(T)} \quad (3.91)$$

$$= \frac{g_{Bolo} \sqrt{\frac{kT}{C_P}}}{|\alpha| U_{Bias}}.$$

Nun werde angenommen, dass die thermisch hervorgerufene NEP wesentlich kleiner ist als die vom weißen Rauschen des Bolometerwiderstandes. Somit kann man schreiben:

$$NEP_{\text{thermische Leitfähigkeit}} \ll NEP_{\text{Bolometerwiderstand}} \quad (3.92)$$

$$g_{\text{Bolo}} \sqrt{\frac{kT^2}{c_{\text{Bolo}}}} \ll \frac{g_{\text{Bolo}} \sqrt{\frac{kT}{C_P}}}{|\alpha| U_{\text{Bias}}}$$

$$\sqrt{\frac{T}{c_{\text{Bolo}}}} \ll \frac{\sqrt{\frac{1}{C_P}}}{|\alpha| U_{\text{Bias}}}$$

$$(\alpha U_{\text{Bias}})^2 C_P \ll \frac{c_{\text{Bolo}}}{T}.$$

Setzt man die Werte aus Tabelle 2 ein mit  $U_{\text{Bias}} = 1\text{V}$ ,  $C_P = 1\text{ pF}$  und  $T = 300\text{K}$  folgt  $9 \cdot 10^{-19} \ll 5 \cdot 10^{-13}$ . Zu erkennen ist, dass das weiße Rauschen des Bolometerwiderstandes dominiert. Daher wird das durch die thermische Leitfähigkeit hervorgerufene Rauschen bei weiteren Berechnungen vernachlässigt.

### 3.6 Kalibration und Focal Plane Array (FPA)-Temperatur-Kompensation

Bei Arrays, welche mittels eines thermoelektrischen Kühlers (engl. thermoelectric cooler, TEC) bei einer bestimmten FPA-Temperatur stabilisiert werden, wird gewöhnlich eine Zwei-Punkt-Kalibration durchgeführt [44]. Hierbei werden Verstärkung und Offset nach Abbildung 20 (basiert auf [44]) korrigiert. Zur Ermittlung der Koeffizienten wird das Array mit zwei verschiedenen Bestrahlungsstärken bestrahlt. Durch Addition eines Offsetkoeffizienten und Multiplikation mit einem Gainkoeffizienten werden die unterschiedlichen Ausgangskurven der einzelnen Pixel praktisch übereinander gelegt (Abbildung 21 [44]).

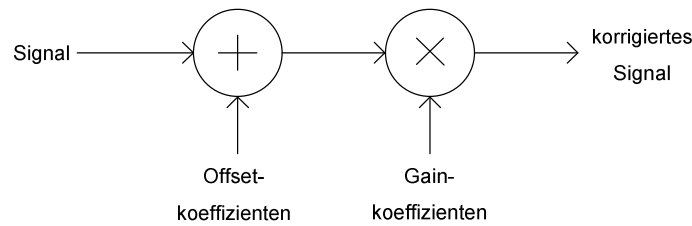


Abbildung 20: Prinzip der Zwei-Punkt-Kalibration (basiert auf [44])

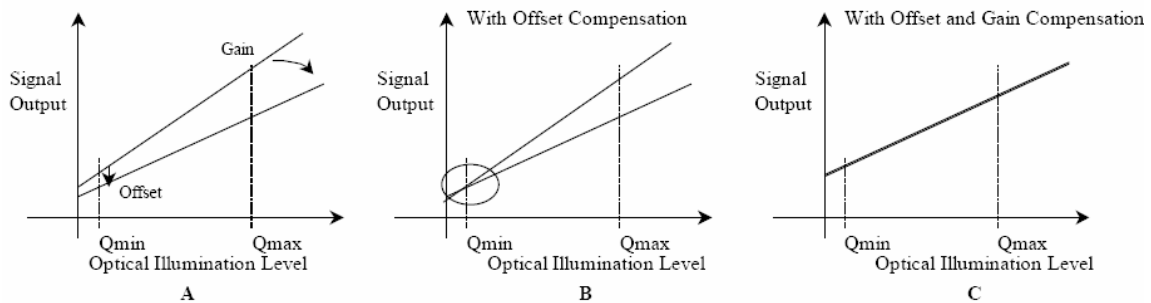


Abbildung 21: Wirkung der Zwei-Punkt-Kalibration [44]

Weicht aber nun die FPA-Temperatur von der Temperatur, bei welcher kalibriert wurde, ab, erhöht sich das Ortsrauschen mit zunehmender Abweichung. Bei Arrays, welche ohne TEC betrieben werden, kann eine erweiterte Kalibration, die so genannte „Bias Equalization Method“, angewandt werden. Zusätzlich zur Gain- und Offset-Korrektur wird die Spannung über dem Bolometer pixelindividuell mittels On-Chip-DAC eingestellt [44]. Abbildung 22 [44] zeigt analog zu Abbildung 21 [44] die Wirkung dieser Methode. Dargestellt sind zwei Pixel, welche wieder mit zwei verschiedenen Bestrahlungsstärken bestrahlt werden, diesmal jedoch zusätzlich bei unterschiedlichen FPA-Temperaturen. Die mittlere Steigung bei der minimalen und bei der maximalen Substrattemperatur wird ermittelt. Die Spannung der einzelnen Pixel wird so eingestellt, dass jeder Pixel diese ermittelte Steigung aufweist. Abschließend wird die konventionelle Zwei-Punkt-Kalibration angewandt, so dass die Ausgangskurven der einzelnen Pixel bei allen FPA-Temperaturen exakt übereinander liegen. Gewöhnlich werden jeweils 14-Bit-DACs für die Bias Equalization und Offsetkorrektur on-Chip eingesetzt. Dabei sind die DACs in jeder Spalte angeordnet. Die Verstärkungskorrektur wird mit einem 12-Bit-DAC realisiert [44].

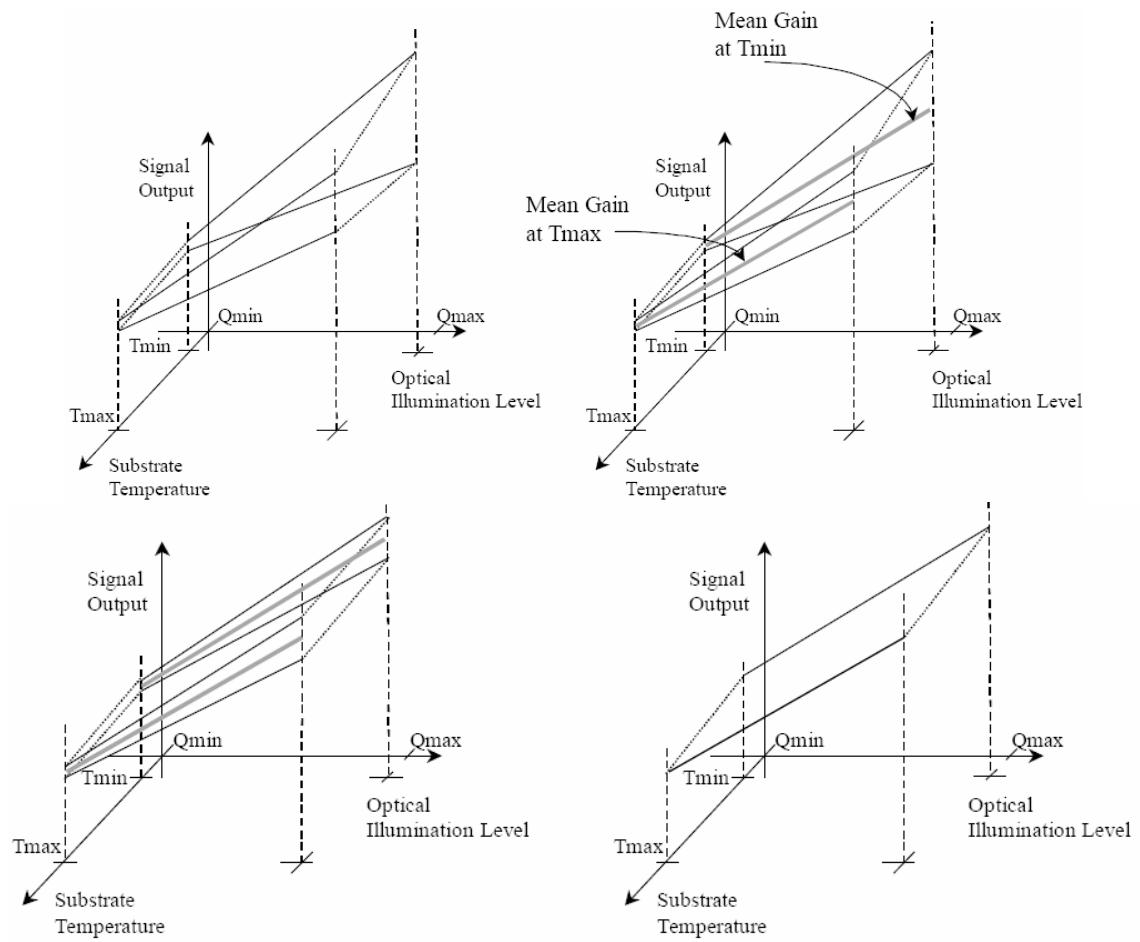


Abbildung 22: Wirkung der Bias Equalization Method [44]

## 4 Numerische Lösung der Wärmebilanzgleichung für transiente Vorgänge

Die Wärmebilanzgleichung nach Gleichung (3.20) wird in diesem Kapitel erweitert, um das thermische Modell realistischer zu machen. Es wird nun neben der Strahlung des Substrates auch die Strahlung des Gehäuses und des Objektivs berücksichtigt. Zudem werden Reflexionen von Strahlungsleistungen am Substrat und am Gehäuse in die Berechnung mit einbezogen. Zuvor konnte sich das erwartete thermische Gleichgewicht für den Fall, dass alle Komponenten bestehend aus Substrat, Bolometer, Gehäuse, Linse und einem Strahler die gleiche Temperatur aufweisen, nicht einstellen, da u.a. das Bolometer mit einem Emissionskoeffizienten von  $\varepsilon_{\text{Bolo}} \approx 0.9$  bei gleicher Temperatur wie das Substrat mehr Leistung zum Substrat abstrahlte als vom Substrat mit einem Emissionskoeffizienten von  $\varepsilon_{\text{sub}} \approx 0.2$  zurückgestrahlte Leistung aufgenommen wurde. Gehäuse und Linse werden beim bisherigen Modell erst gar nicht berücksichtigt. Mehrfachreflexionen und -absorption von transmittierter Strahlung lösen dieses Problem und führen annähernd zum Gleichgewicht.

Die Wärmebilanzgleichung nach Gleichung (3.20) und die erweiterte Wärmebilanzgleichung sind für transiente Vorgänge nicht mehr so ohne weiteres lösbar. Werden zur Auslese des Signals nur kurze Pulse verwendet, wird das thermische Gleichgewicht nicht annähernd erreicht. Für Simulationen wurde daher für die erweiterte Wärmebilanzgleichung ein numerisches Modell entwickelt, was im Folgenden dargestellt wird.

**Grundsätzlich wird davon ausgegangen, dass die Temperaturen des Gehäuses, der Linse, des Strahlers und des Substrates konstant sind.**

Es wird angenommen, dass der Strahler, den das Bolometer „sieht“, ein schwarzer Strahler ist. Zudem besitzt das Objektiv zwischen den Wellenlängen  $8\text{ }\mu\text{m}$  und  $14\text{ }\mu\text{m}$  einen Transmissionskoeffizienten von eins. Für alle anderen Wellenlängen ist das Objektiv ein idealer schwarzer Strahler mit einem Absorptions- und Emissionskoeffizienten von eins. Am Objektiv findet dann auch keine Reflexion statt. Das Bolometer mit dem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon_{\text{Bolo}}$

besitzt einen Transmissionskoeffizienten von  $1-\varepsilon_{\text{Bolo}}$ . Es findet also keine Reflexion am Bolometer statt. Der transmittierte Teil der einfallenden Strahlung wird entweder vom Gehäuse oder vom Substrat mit  $(1-\varepsilon_{\text{Geh}})(1-1/(4F_{\text{no}}^2))$  bzw.  $1-\varepsilon_{\text{sub}}$  reflektiert.  $\varepsilon_{\text{Geh}}$  ist dabei der Emissionskoeffizient des Gehäuses. Die Reflexionen am Gehäuse und am Substrat werden als diffus angenommen, so dass von einem Lambert-Strahler ausgegangen werden kann. Der Faktor  $(1-1/(4F_{\text{no}}^2))$  beschreibt den Umstand, dass ein Objektiv vorhanden ist, welches dort einfallende Strahlung komplett absorbiert. Nur da, wo Strahlung aus Richtung des Bolometers auf das Gehäuse trifft, gibt es eine Reflexion. Das Objektiv wird, was die Reflexion betrifft, als idealer schwarzer Strahler angesehen. Nach Gleichung (3.5) und (3.7) kann berechnet werden, wie groß die vom Bolometer empfangene Strahlungsleistung eines Strahlers in Abhängigkeit der Blendenzahl ist. Die Blendenzahl definiert dabei den Raumwinkel aus dem Strahlung vom Bolometer empfangen wird. Würde Strahlung aus dem gesamten Halbraum empfangen, wäre  $\theta = \pi$  und die eintreffende Strahlungsleistung

$$P_{\text{Str}}(T_{\text{Str}}) = \pi L_{\text{Str}} T_{\text{Str}} A_{\text{Bolo}} \quad (\text{basiert auf [13]}) \quad (4.1)$$

Die Blendenöffnung der Linse wird also mit dem Faktor  $1/(4F_{\text{no}}^2)$  berücksichtigt. Strahlungsleistung aus dem übrigen Teil des Halbraums herrührend vom Gehäuse ist folglich mit dem Faktor  $(1-1/(4F_{\text{no}}^2))$  zu versehen.

Zunächst einmal wird die Strahldichte nach Gleichung (3.6) des schwarzen Strahlers bei der Temperatur  $T_{\text{Str}}$  im Wellenlängenbereich zwischen  $\lambda_{\text{min}} = 8 \mu\text{m}$  und  $\lambda_{\text{max}} = 14 \mu\text{m}$  bestimmt. Die gesamte vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung kann anhand der Summenformel (4.5) unter Berücksichtigung der Reflexionen der transmittierten und wieder absorbierten Strahlung ermittelt werden. Das Entstehen dieser Formel soll kurz erläutert werden. Ein schwarzer Strahler der Temperatur  $T_{\text{Str}}$  sendet die Strahldichte  $L_{\text{Str}}$  aus. Zunächst wird die Leistung

$$Q_{\text{Str},1}(T_{\text{Str}}) = \varepsilon_{\text{Bolo}} \frac{P_{\text{Str}}(T_{\text{Str}})}{4F_{\text{no}}^2} = \varepsilon_{\text{Bolo}} \frac{\pi A_{\text{Bolo}} L_{\text{Str}} T_{\text{Str}}}{4F_{\text{no}}^2} = \varepsilon_{\text{Bolo}} P_{\text{ein}}(T_{\text{Str}}) \quad [13] \quad (4.2)$$

vom Bolometer mit der Fläche  $A_{\text{Bolo}}$  absorbiert.  $P_{\text{ein}}(T_{\text{Str}})$  wird als die durch das Objektiv auf die Bolometerfläche einfallende Strahlungsleistung definiert. Der

enthaltene Faktor  $1/(4F_{no}^2)$  berücksichtigt das Objektiv, da nicht der gesamte Halbraum vom Gehäuse ausgefüllt wird. Jetzt folgt die Erweiterung. Die nicht vom Bolometer-Array absorbierte Strahlungsleistung wird transmittiert. Die Strahlung wird durch die Absorption im Bolometer-Array um den Faktor  $(1-\varepsilon_{Bolo})$  abgeschwächt (s. Abbildung 23).

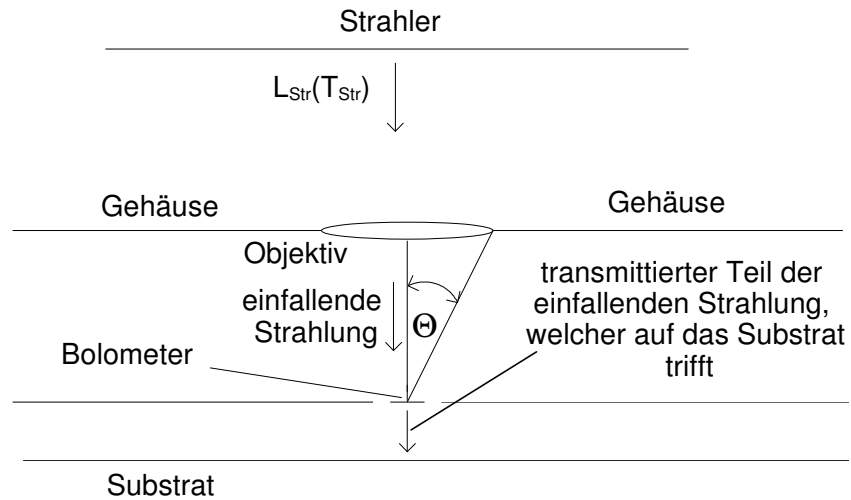


Abbildung 23: Strahlengang vom Strahler zum Bolometer - erste Absorption

Der transmittierte Teil der einfallenden Strahlung wird vom Substrat mit dem Faktor  $(1-\varepsilon_{sub})$  reflektiert, so dass das einzelne Bolometer nun die Leistung

$$Q_{Str,2}(T_{Str}) = \varepsilon_{Bolo} P_{ein}(T_{Str})(1 - \varepsilon_{Bolo})(1 - \varepsilon_{sub}) \quad (4.3)$$

aufnimmt.

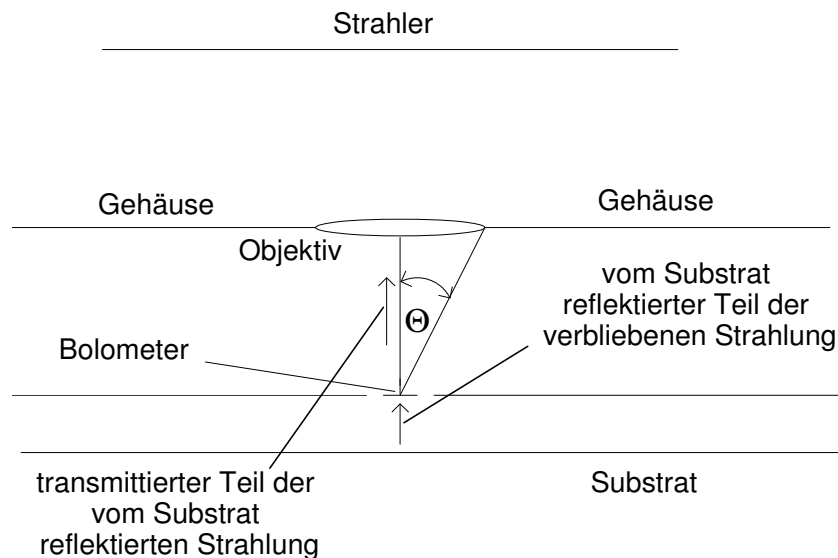


Abbildung 24: Strahlengang vom Strahler zum Bolometer - zweite Absorption



Auch diesmal gibt es eine Transmission (s. Abbildung 24). Die verbliebene Strahlung der ursprünglich durch das Objektiv gesammelten Strahlung in Richtung Objektiv und Gehäuse ist nun um den Faktor  $(1-\varepsilon_{\text{Bolo}})^2(1-\varepsilon_{\text{sub}})$  abgeschwächt. Es ist diesmal bei der Ermittlung der nun im Bolometer absorbierten Leistung zu berücksichtigen, dass auf das Objektiv fallende Strahlung entsprechend der getroffenen Annahme nicht reflektiert wird, sondern vollständig absorbiert wird. Reflexion findet nur am Gehäuse mit dem Faktor  $(1-\varepsilon_{\text{Geh}})$  statt. Die verbliebene Strahlung herrührend von den bisherigen Reflexionen und Transmissionen in Richtung Bolometer ist nun mit dem Faktor  $(1-\varepsilon_{\text{Bolo}})^2(1-\varepsilon_{\text{sub}})(1-\varepsilon_{\text{Geh}})$  abgeschwächt verglichen mit der ursprünglich eingefallenen Strahlung. Die Berücksichtigung der vollständigen Absorption der Strahlung durch das Objektiv geschieht durch den zusätzlichen Faktor  $(1-1/(4F_{\text{no}}^2))$ . Vom Bolometer aufgenommen wird somit die Leistung

$$Q_{\text{Str},3}(T_{\text{Str}}) = \varepsilon_{\text{Bolo}} P_{\text{ein}}(T_{\text{Str}}) (1-\varepsilon_{\text{Geh}}) (1-\varepsilon_{\text{Bolo}})^2 (1-\varepsilon_{\text{sub}}) \left(1 - \frac{1}{4F_{\text{no}}^2}\right). \quad (4.4)$$

Dies kann man unendlich oft weiter fortführen. Als Ergebnis erhält man die Summenformel in Gleichung(4.5).

$$Q_{\text{Str}}(T_{\text{Str}}) = \varepsilon_{\text{Bolo}} \frac{\pi A_{\text{Bolo}} L_{\text{Str}}(T_{\text{Str}})}{4F_{\text{no}}^2} \cdot \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (1-\varepsilon_{\text{Geh}})^n (1-\varepsilon_{\text{Bolo}})^{2n} (1-\varepsilon_{\text{sub}})^n \left(1 - \frac{1}{4F_{\text{no}}^2}\right)^n + (1-\varepsilon_{\text{Geh}})^{n-1} (1-\varepsilon_{\text{Bolo}})^{2n-1} (1-\varepsilon_{\text{sub}})^n \left(1 - \frac{1}{4F_{\text{no}}^2}\right)^{n-1} \right] \right) \quad (4.5)$$

Die Summenformel kann über eine Umwandlung der Potenzreihe in eine geschlossene Form nach Gleichung (4.6) umgewandelt werden [40]. Einige Vorfaktoren bzw. Korrekturterme sind jedoch notwendig.

$$1 + x + x^2 + x^3 + \dots + x^n = (1-x)^{-1} \quad \text{für } x < 0 \quad (4.6)$$

Dies führt zu

$$Q_{Str}(T_{Str}) = \varepsilon_{Bolo} \frac{\pi A_{Bolo} L_{str}(T_{Str})}{4F_{no}^2} \cdot \left( \frac{1}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} + \frac{(1 - \varepsilon_{Geh})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} + \frac{- (1 - \varepsilon_{Geh})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} \right) \quad (4.7)$$

Neben der Wärmestrahlung der Objekte erfasst das Bolometer auch die Strahlung des Gehäuses mit der Temperatur  $T_{Geh}$ , welche mittels des Stefan-Boltzmann-Gesetzes berechnet wird. Die Aussparung, in der sich das Objektiv befindet, wird mit dem Faktor  $(1 - 1/(4F_{no}^2))$  in Gleichung (4.8) berücksichtigt. Die Strahlung der Linse, welche in den Wellenlängenbereichen von 0 bis 8  $\mu m$  und 14  $\mu m$  bis  $\infty$  als schwarzer Strahler angesehen wird, ist ebenfalls in Gleichung (4.8) berücksichtigt worden. Die Summe der Strahldichte  $L_{Linse}$  ist für diese Bereiche zu ermitteln. Die Eigenstrahlung der Linse der Temperatur  $T_{Linse}$  wird mit dem Faktor  $1/(4F_{no}^2)$  versehen. Die Reflexionen der Transmissionen werden erneut wie zuvor beschrieben berücksichtigt. Die vom Bolometer absorbierte Strahlungsleistung, welche von dem Gehäuse und der Linse ausgesandt werden, können dann wie folgt berechnet werden:

$$Q_{Geh/Linse} = \left( \varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} \sigma \varepsilon_{Geh} T_{Geh}^4 \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right) + \frac{\varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} L_{Linse} T_{Linse}^4}{4F_{no}^2} \right) \quad (4.8)$$

$$\left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)^n + (1 - \varepsilon_{Geh})^{n-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n-1} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)^{n-1} \right] \right)$$

$$= \left( \varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} \sigma \varepsilon_{Geh} T_{Geh}^4 \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right) + \frac{\varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} L_{Linse} T_{Linse}^4}{4F_{no}^2} \right) \left( \frac{1}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} + \frac{(1 - \varepsilon_{Geh})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1} \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} + \frac{- (1 - \varepsilon_{Geh})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1} \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} \right)$$

Des Weiteren gibt auch das Substrat mit der Temperatur  $T_{sub}$  Strahlung an das Bolometer ab. Zur Berechnung der Strahldichte in Gleichung (4.9) wird das Stefan-Boltzmann-Gesetz herangezogen, da hier alle Wellenlängen betrachtet werden. Es wird bei der Berechnung der Strahlungsleistungsdichte angenommen, dass das Bolometer über den gesamten Halbraum Strahlung vom Substrat empfängt. Der Faktor ist hier demnach eins. Die Reflexionen der Transmissionen sind hier ein wenig anders als zuvor, können jedoch auf dem gleichen Weg hergeleitet werden.

$$Q_{Substrat} = \varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} \sigma \varepsilon_{sub} T_{sub}^4 \cdot \quad (4.9)$$

$$\left( 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^n + (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n-1} (1 - \varepsilon_{sub})^{n-1} \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^n \right] \right)$$

$$= \varepsilon_{Bolo} A_{Bolo} \sigma \varepsilon_{sub} T_{sub}^4 \cdot \left( \frac{1}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} + \frac{(1 - \varepsilon_{sub})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} + \frac{- (1 - \varepsilon_{sub})^{-1}(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2(1 - \varepsilon_{sub}) \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)} \right)$$

Das Bolometer mit der Temperatur  $T$  ist selbst ein Strahler. In diesem Fall kann wieder mit dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gearbeitet werden, da die Strahlung

über den gesamten Wellenlängenbereich berücksichtigt wird. Die Fläche des Bolometer muss zweimal berücksichtigt werden, da es in Richtung Objektiv und zum Substrat Wärme abstrahlt.

$$Q_{Bolo}(T) = 2A\varepsilon_{Bolo}\sigma T^4 \text{ (basiert auf Gl. (3.20) [13])} \quad (4.10)$$

Es kommt jedoch ein Teil der ausgesandten Strahlung durch Reflexion am Substrat und am Gehäuse wieder zurück. Es wird davon ausgegangen, dass das Bolometer in einem Array angeordnet ist, welches wiederum als unendlich ausgedehnt angesehen wird. Diese unendlich ausgedehnte Fläche strahlt in Richtung Substrat und in Richtung Gehäuse. Die Temperatur des Arrays  $T_{Array}$  soll dieselbe wie die des einzelnen Bolometers sein, da für dieses Modell angenommen wird, dass alle Bolometer die gleiche Strahlungsleistung und auch später elektrische Leistung erhalten. Dies wird im realen Betrieb natürlich nicht der Fall sein. Für eine Abschätzung des grundsätzlichen Verhaltens ist dies jedoch akzeptabel. Die Fläche des Arrays sei unendlich ausgedehnt und strahle mit der Temperatur  $T$  des einzelnen betrachteten Bolometers. Die absorbierte Strahlungsleistung (Reflexion der Eigenstrahlung am Gehäuse und Substrat) im betrachteten Bolometer unter Berücksichtigung der Mehrfachreflexionen und Transmissionen beschreibt Gleichung (4.11).

$$Q_{Array} = \varepsilon_{Bolo}^2 A_{Bolo} \sigma T^4 \cdot \quad (4.11)$$

$$\left( \sum_{n=1}^{\infty} \left[ (1 - \varepsilon_{Geh})^{n-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2(n-1)} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^{n-1} + \right. \right. \\ + (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n-1} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^n + \\ + (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2(n-1)} (1 - \varepsilon_{sub})^{n-1} \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^n + \\ \left. \left. (1 - \varepsilon_{Geh})^n (1 - \varepsilon_{Bolo})^{2n-1} (1 - \varepsilon_{sub})^n \left( 1 - \frac{1}{4F_{no}^2} \right)^n \right] \right)$$

$$= \varepsilon_{Bolo}^2 A_{Bolo} \sigma T^4 \cdot \left( \begin{aligned} & \frac{(1 - \varepsilon_{Geh})^{-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{-2} \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2 (1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} + \\ & + \frac{2(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2 (1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} + \\ & + \frac{(1 - \varepsilon_{sub})^{-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{-2}}{1 - (1 - \varepsilon_{Geh})(1 - \varepsilon_{Bolo})^2 (1 - \varepsilon_{sub}) \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)} \\ & - (1 - \varepsilon_{Geh})^{-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{-2} \left(1 - \frac{1}{4F_{no}^2}\right)^{-1} + \\ & - 2(1 - \varepsilon_{Bolo})^{-1} + \\ & - (1 - \varepsilon_{sub})^{-1} (1 - \varepsilon_{Bolo})^{-2} \end{aligned} \right)$$

Über die Stützen zum Substrat findet zusätzlich ein Wärmeausgleich statt. Dies wird mit der Formel

$$Q_{Stütze}(T) = g_{Bolo}(T - T_{sub}) \text{ (basiert auf Gl. (3.20) [13])} \quad (4.12)$$

ausgedrückt. Wie schon bereits zuvor erwähnt, wird während der Auslese dem Bolometer elektrische Leistung zugeführt. Hier gibt es 2 Betriebszustände. An das Bolometer wird eine konstante Spannung  $U_{Bias}$  gelegt oder dem Bolometer wird ein konstanter Strom  $I_{Bolo}$  eingeprägt. Im Falle einer konstanten Spannung gilt für die elektrische Leistung Gleichung (4.13), im Falle eine konstanten Stromes Gleichung (4.14).

$$P_{elektrisch}(T) = \frac{U_{Bias}^2(T)}{R_{Bolo}(T)} \quad (4.13)$$

$$P_{elektrisch}(T) = I_{Bolo}^2(T) \cdot R_{Bolo}(T), \quad (4.14)$$

Der Bolometerwiderstand  $R_{Bolo}(T)$  kann für kleine Änderungen der Bolometertemperatur  $T$  durch Gleichung (3.12), ansonsten durch Gleichung (3.13) beschrieben werden. Die Summe der Leistungen ist gleich der Wärmekapazität des Bolometers multipliziert mit der Ableitung der Bolometertemperatur  $T$  nach der Zeit  $t$ , wobei die Bolometertemperatur  $T$  selbst wieder eine Funktion der Zeit ist. Das gleiche kann auch für die Strahlertemperatur  $T_{Str}$  gelten. Daher gilt:

$$\begin{aligned} & Q_{Geh/Linse} + Q_{Str}(T_{Str}(t)) + Q_{Substrat} - Q_{Bolo}(T(t)) + Q_{Array}(T(t)) + \\ & - Q_{Stütze}(T(t)) + P_{elektrisch}(T(t)) = c_{Bolo} \frac{dT(t)}{dt} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Temperatur  $T$  wird die Gleichung nach  $dT$  umgestellt und über die Zeit integriert. Diese Integration kann numerisch ausgeführt werden. Der Quellcode des in VerilogA realisierten Bolometermodells findet sich im Anhang.

$$T(t) = \int_0^t \frac{\left( Q_{Geh/Linse} + Q_{Str}(T_{Str}(\tau)) + Q_{Substrat} - Q_{Bolo}(T(\tau)) + Q_{Array}(T(\tau)) - Q_{Stütze}(T(\tau)) + P_{elektrisch}(T(\tau)) \right)}{c_{Bolo}} d\tau \quad (4.16)$$

Abbildung 25 zeigt den zeitlichen Temperaturverlauf in Kelvin für verschiedene konstante Biasspannungen  $U_{Bias}$ , die zum Zeitpunkt  $t=0$  an einem Bolometer mit den Daten aus Tabelle 2 angelegt werden. Für die Berechnung des Bolometerwiderstandes  $R_{Bolo}(T)$  wurde Gleichung (3.12) angewandt. Die Strahlertemperatur  $T_{Str}$  ist konstant. Zu erkennen ist, dass die Erwärmung einem exponentiellen Verlauf ähnelt und sich nach einiger Zeit ein thermisches Gleichgewicht einstellt. Abbildung 26 ist eine Vergrößerung des Zeitbereichs bis 2 ms.

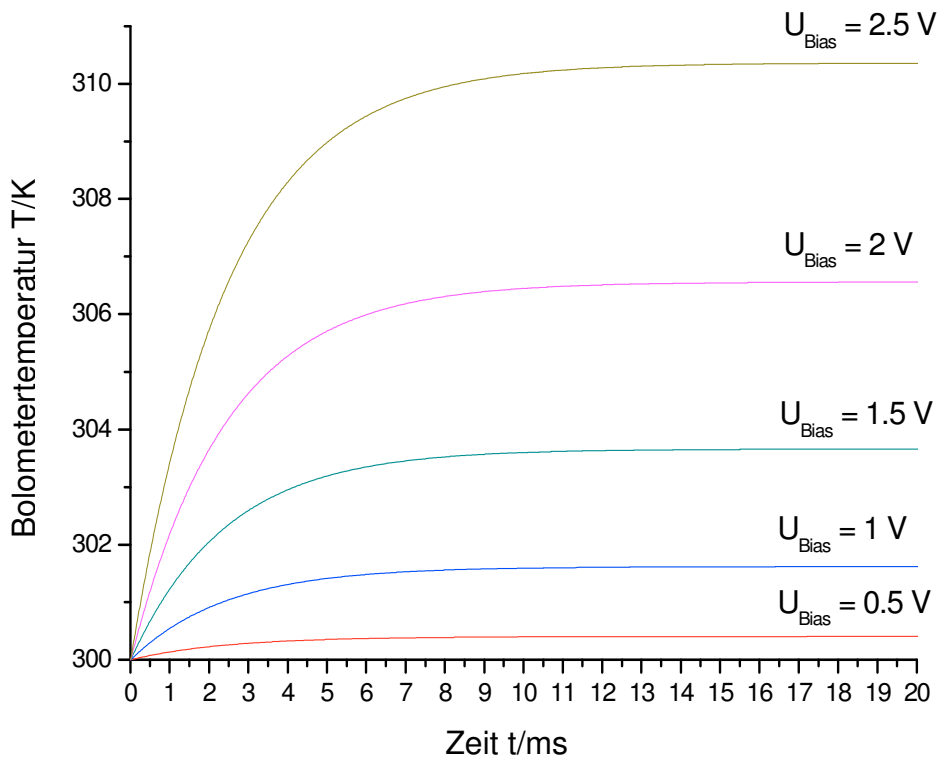


Abbildung 25: Temperaturverlauf der Bolometertemperatur  $T$  für verschiedene konstante Spannungen  $U_{Bias}$  (eingeschaltet zum Zeitpunkt  $t=0$ ), konstante Strahlertemperatur  $T_{Str}$

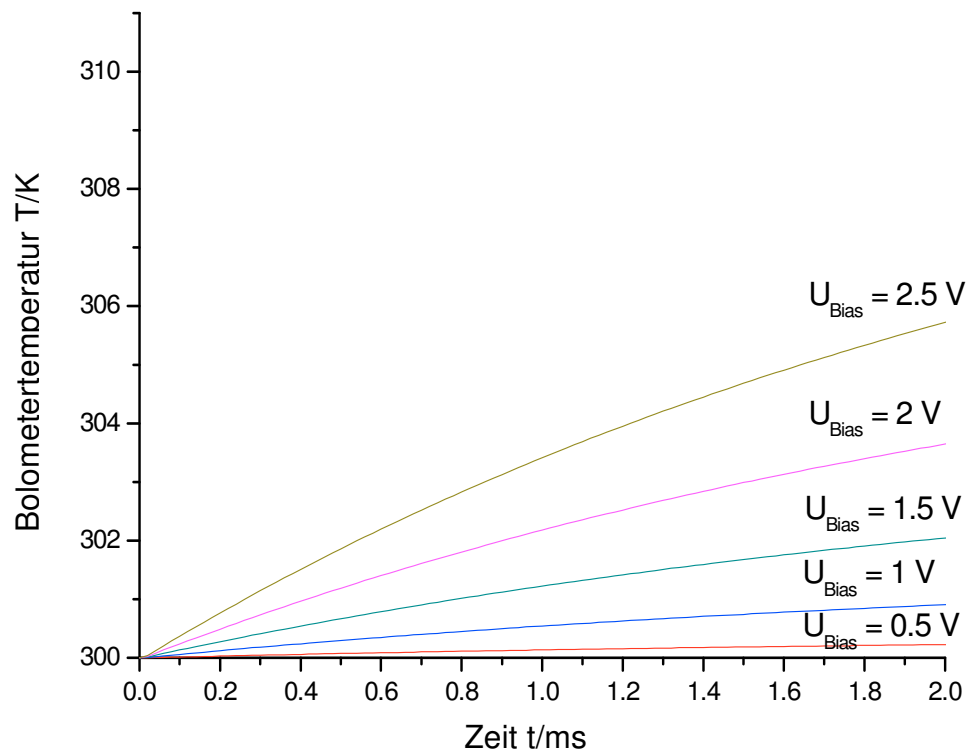


Abbildung 26: Temperaturverlauf der Bolometertemperatur  $T$  für verschiedene konstante Spannungen  $U_{Bias}$  (eingeschaltet zum Zeitpunkt  $t=0$ ), konstante Strahlertemperatur  $T_{Str}$  (vergrößert)

## 5 Ausleseschaltungen für die FIR-Sensorik

In diesem Kapitel sollen verschiedene Ausleseverfahren für Bolometer hinsichtlich Noise Equivalent Temperature Difference (NETD) untersucht werden. Zuerst werden relativ einfache Schaltungen vorgestellt, dann folgen aufwendigere Schaltungen wie z.B. die Integratorauslese, welche auch als Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung bezeichnet wird und z.Zt. Stand der Technik ist. Anschließend wird der Einsatz von Sigma-Delta-Modulatoren (SDM) zur Auslese betrachtet. Voraussetzung für alle Schaltungen ist dieselbe Signalakquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$ , also die Zeit, die für die Auslese eines einzelnen Bolometers zur Verfügung steht. Bei Infrared Focal Plane Arrays (IRFPA) beträgt diese meist nur einen Bruchteil des Kehrwertes der Framerate. Die Untersuchung ist völlig losgelöst von jeglichen Auslesearchitekturen. Zu beachten ist, dass das Rauschen von Referenzspannungen bei folgenden Untersuchungen immer vernachlässigt wird.

Ein Bolometer kann grundsätzlich ausgelesen werden, indem eine Spannung  $U_{\text{Bias}}$  ans Bolometer angelegt wird und der Strom  $I_{\text{Bolo}}$  ausgewertet wird oder dem Bolometer ein konstanter Strom  $I_{\text{Bias}}$  eingeprägt wird und die Spannung  $U_{\text{Bolo}}$  gemessen wird (Abbildung 27). Die Spannung kann sofort ausgewertet werden, es ist jedoch ein Impedanzwandler erforderlich, um nachfolgende Stufen zu treiben. Der Strom muss zunächst in eine Spannung zur Weiterverarbeitung umgewandelt werden. Dies kann durch einen Strom-Spannungs-Wandler oder auch einen Integrator geschehen, wobei die Integration schon eine fortschrittlichere Auslesevariante darstellt. Auch die Bolometerspannung  $U_{\text{Bolo}}$  bei konstantem Strom  $I_{\text{Bias}}$  kann integriert werden. Dies geschieht beim Constant Current Readout mit gmC-Integrator, welcher in Kürze beschrieben wird.



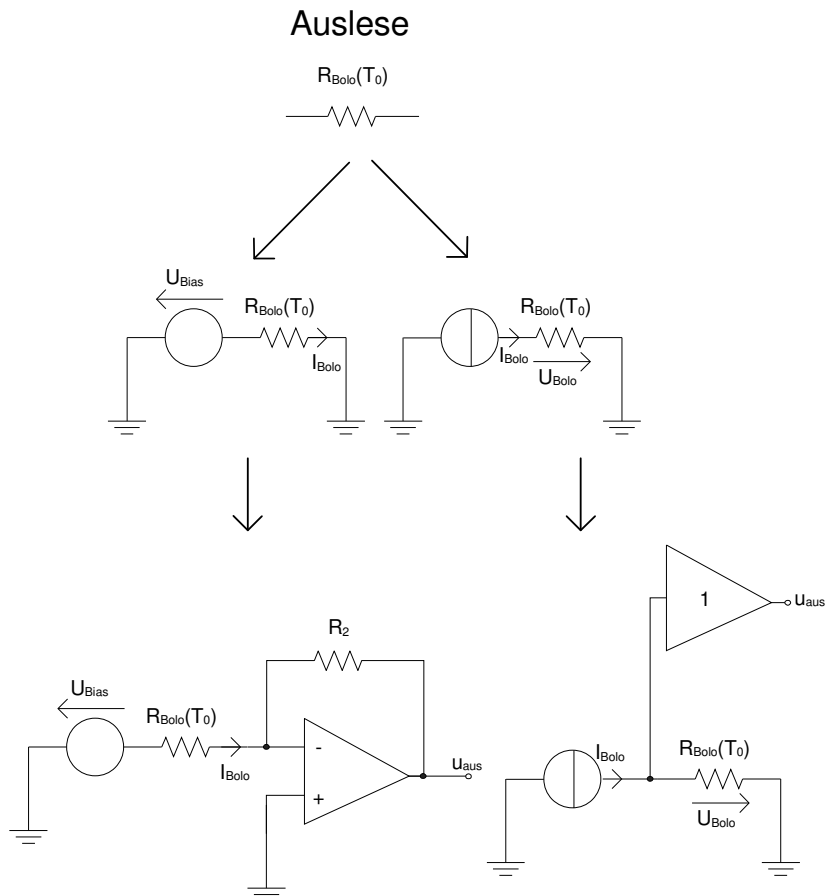


Abbildung 27: Grundsätzliche Möglichkeiten der Auslese eines Bolometers

### 5.1 Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias

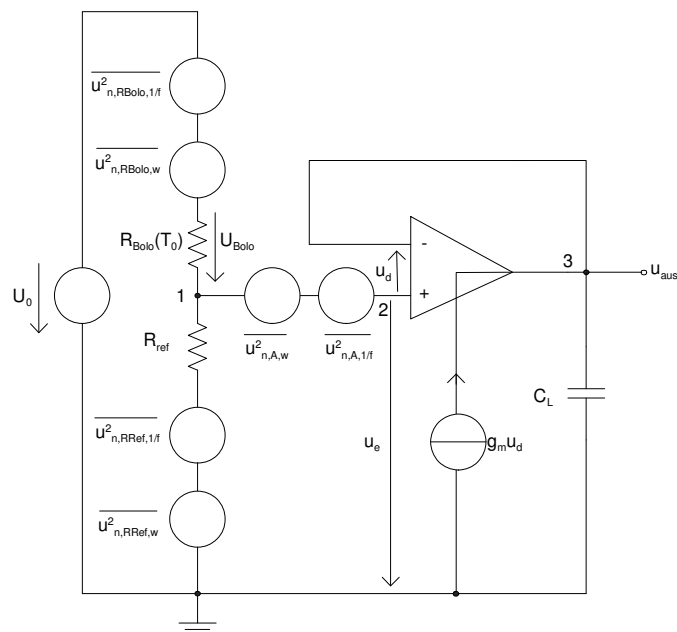


Abbildung 28: Ersatzschaltbild des Spannungsteilers mit Constant Voltage Bias mit Rauschquellen

Der Bolometerwiderstand ist mit einem Referenzwiderstand  $R_{ref}$  in Reihe geschaltet und bildet einen Spannungsteiler. Abbildung 28 zeigt das Schaltbild mit Rauschquellen. Ein als Buffer geschalteter Verstärker, bei dem es sich um einen Operational Transconductance Amplifier (OTA) mit hochohmigem Ausgang handelt, überträgt das Signal auf die Leseleitung. Die Lastkapazität  $C_L$  setzt sich zum einen aus der Kapazität der Leseleitung zusammen, zum anderen aus einer Kompensationskapazität, um die Bandbreite des Verstärkers zu reduzieren. Die Spannung am Eingang des Verstärkers unter Vernachlässigung der Eigenerwärmung beträgt dann

$$u_e(T) = \frac{R_{ref}}{R_{ref} + R_{Bolo}(T)} U_0 = u_{aus}(T). \quad (5.1)$$

Das Signal  $\Delta u_a$  besteht dann aus der Differenz zwischen einem Referenzwert  $u_e(T_0)$  bei einer bekannten Bolometer-Temperatur  $T_0$  und dem aktuellen Messwert  $u_e(T)$ . Für die Auslese steht eine bestimmte Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  zur Verfügung, die abhängig von der Anzahl an Bolometern ist, die während einer Framedauer von einer Ausleseschaltung im Multiplexbetrieb ausgelesen werden müssen. Es wird angenommen, dass der Referenzwiderstand  $R_{ref}$  und der OTA gemultiplext werden. Immer nach Verstreichen der Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  wird das eine Bolometer abgeschaltet und das nächste zugeschaltet. Die Spannung am Eingang des OTAs (Knoten 2) verändert sich mit dem Wechsel der Bolometer sprunghaft. Am Ende der Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  muss der OTA mit hinreichender Genauigkeit eingeschwungen sein, so dass das Signal von einem Analog/Digital-Wandler (engl. Analog/Digital-Converter, ADC) zur weiteren Verarbeitung abgetastet werden kann. Die benötigte Bandbreite soll im Folgenden in Abhängigkeit der zu erzielenden Auflösung  $N$  in Bit und der zur Verfügung stehenden Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  berechnet werden.

Die Reaktion des Ausgangs eines einstufigen OTAs reagiert auf einen Spannungssprung  $u_\Delta$  an seinem Eingang mit der Beziehung

$$u_{aus}(t) = \begin{cases} u_\Delta \left( 1 - e^{\left( \frac{-t}{\tau} \right)} \right) & \text{für } t \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{für } u_e(t) = \begin{cases} u_\Delta & \text{für } t \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}. \quad (5.2)$$

$\tau$  ist die Zeitkonstante in der Impulsantwort  $h(t)$  eines Tiefpasses 1. Ordnung.

Zum Zeitpunkt des Abtastens zur Analog/Digital(AD)-Wandlung darf der Fehler des Signals maximal ein halbes Least Significant Bit (LSB)  $\frac{1}{2}u_{LSB}$  betragen. Dies bedeutet

$$u_{\Delta} - \frac{u_{LSB}}{2} = u_{\Delta} \left( 1 - e^{\left( -\frac{t_{Pixel}}{\tau} \right)} \right). \quad (5.3)$$

Der maximale Spannungssprung entspricht der Anzahl an vorhandenen Stufen N multipliziert mit dem LSB.

$$u_{\Delta} = 2^N \cdot u_{LSB} \quad (5.4)$$

Gleichung (5.4) in Gleichung (5.3) eingesetzt, ergibt nach Auflösung nach  $\tau$  für  $N \gg 1$

$$\tau = \frac{-t_{Pixel}}{\ln\left(\frac{u_{LSB}}{2u_{\Delta}}\right)} = \frac{t_{Pixel}}{\ln\left(\frac{2u_{\Delta}}{u_{LSB}}\right)} = \frac{t_{Pixel}}{(N+1)\ln(2)} \approx \frac{t_{Pixel}}{N}. \quad (5.5)$$

Die dazu nötige Bandbreite BW des Verstärkers berechnet sich aus der Beziehung

$$BW = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (5.6)$$

Der Verstärker soll als Buffer fungieren, was zur Folge hat, dass diese Bandbreite gleich dem Verstärkungsbandbreiteprodukt GBW ist. Es gilt

$$GBW = \frac{g_{mOTA}}{2\pi C_L}. \quad (5.7)$$

Die Rauschbandbreite NBW ergibt für ein Tiefpass-System 1. Ordnung

$$NBW = \frac{g_{mOTA}}{4C_L}. \quad (5.8)$$

Sie ist nach [52] um den Faktor  $\frac{1}{2}\pi$  größer als die Signalbandbreite oder 3dB-Grenzfrequenz, wenn ein Tiefpass-System 1. Ordnung zu Grunde gelegt wird. Aus den Gleichungen (5.5) - (5.8) folgt

$$NBW = \frac{g_{mOTA}}{4C_L} = \frac{1}{4\tau} = \frac{N}{4t_{Pixel}}. \quad (5.9)$$

Einen Überblick über die Rauschquellen und Übertragungsfunktionen zum Ausgang gibt Tabelle 3.

Tabelle 3: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{u_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$u_{nRBolo}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{RBolo}(f) ^2 = \left  \frac{R_{ref}}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} \right ^2$
$R_{ref}$	$\frac{\overline{u_{n,Rref}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{ref}$	$u_{nRref}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{Rref}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Bolo}}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{nA}(t) = u_e(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + s\tau} \right ^2$

Dabei gilt

$$U_{Bias} = \frac{U_0}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} R_{Bolo}(T_0). \quad (5.10)$$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.11) berechnet.

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,aus,weiss}^2} &= 4kT_0 R_{ref} \frac{R_{Bolo}^2(T_0)}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \Delta f + \\
 &+ 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{R_{ref}^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \Delta f + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \Delta f \\
 &= 4kT_0 \frac{R_{Bolo}(T_0) R_{ref}}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))} \Delta f + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \Delta f \\
 &= kT \frac{R_{Bolo}(T_0) R_{ref}}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))} \frac{N}{t_{Pixel}} + 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{C_L}
 \end{aligned} \quad (5.11)$$

Die Bandbreite  $\Delta f$  entspricht der äquivalenten Rauschbandbreite NBW. Die untere und obere Grenzfrequenz  $f_1$  und  $f_2$  für das 1/f-Rauschen sind hier gleich dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit  $t_{shutter}$  bzw. der GBW des OTAs. Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die

Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.12) berechnet.

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{f_2} \left( U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \frac{R_{ref}^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \right) df \quad (5.12) \\
 &= \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} \frac{R_{ref}^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \ln \frac{f_2}{f_1} \\
 &= \left( \left( \frac{U_0}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} R_{Bolo}(T_0) \right)^2 k_{fBolo} \frac{R_{ref}^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right).
 \end{aligned}$$

Die Spannungsresponsivität  $R_U$  wird nach Gleichung (5.13) unter Vernachlässigung des Eigenerwärmungseffektes errechnet.

$$\begin{aligned}
 R_U &= \frac{\delta u_e}{\delta Q_{ab}} = \frac{\delta \left( \frac{U_0 R_{ref}}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0) \left( 1 + \frac{\alpha}{g_{Bolo}} Q_{ab} \right)} \right)}{\delta Q_{ab}} \approx \quad (5.13) \\
 &\approx - \frac{\delta \left( \frac{U_0 R_{ref}}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0) \left( 1 + \frac{\alpha}{g_{Bolo}} Q_{ab} \right)} \right)}{\delta Q_{ab}} \approx - \frac{U_0 R_{ref} R_{Bolo}(T_0) \alpha}{g_{Bolo} (R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2}.
 \end{aligned}$$

Für die NETD gilt dann

$$\begin{aligned}
 NETD &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Strahler}}} \cdot \quad (5.14) \\
 &= \sqrt{ \frac{kT_0 \frac{R_{ref} R_{Bolo}(T_0)}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)) t_{Pixel}} \frac{N}{C_L} + 2 \frac{K k T_0 n \gamma}{C_L} + }{ \left( \left( \frac{U_0}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} R_{Bolo}(T_0) \right)^2 k_{fBolo} \frac{R_{ref}^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) } } \\
 &\quad \left| - \frac{U_0 R_{ref} R_{Bolo}(T_0) \alpha}{g_{Bolo} (R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \right|
 \end{aligned}$$

## 5.2 Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias (Kondensator $C_P$ parallel)

Die in Kapitel 5.1 vorgestellte Schaltungsvariante könnte auch durch einen dem Referenzwiderstand parallel geschalteten Kondensator  $C_P$  ergänzt werden. Bei hinreichender Kapazität wird die Rauschbandbreite des Spannungsteilers nicht

durch den Verstärker, sondern durch diese Kapazität begrenzt. Dies wird hier angenommen. Die Rauschbandbreite des OTAs ändert sich nicht.

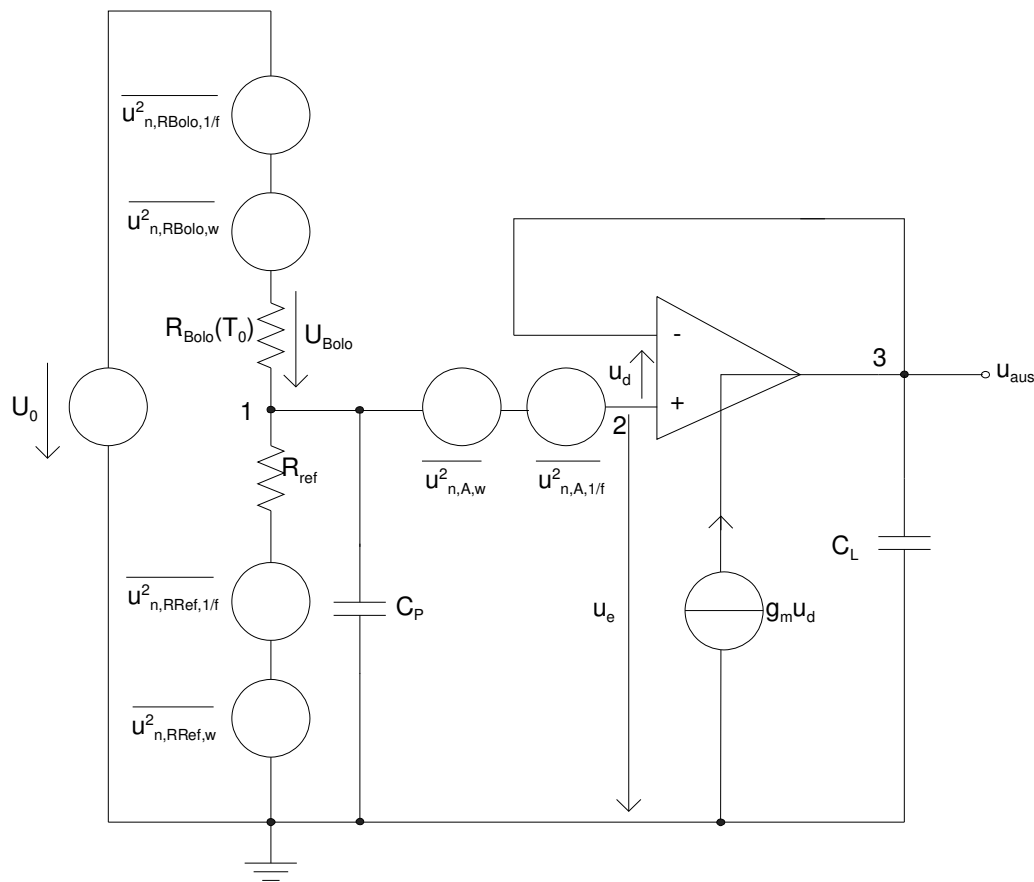


Abbildung 29: Ersatzschaltbild des Spannungsteilers mit Constant Voltage Bias mit zusätzlichem Kondensator am nichtinvertierenden Eingang des OTAs

Tabelle 4: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{i_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f}$	$i_{nRBolo}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Ref} \parallel R_{Bolo}(T_0)}{j2\pi f (R_{Ref} \parallel R_{Bolo}(T_0))C_P + 1} \right ^2$
$R_{ref}$	$\frac{\overline{i_{n,ref}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{ref}}$	$i_{nRRef}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Ref} \parallel R_{Bolo}(T_0)}{j2\pi f (R_{Ref} \parallel R_{Bolo}(T_0))C_P + 1} \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{nA}(t) = u_e(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + s\tau} \right ^2$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.16) berechnet. Die äquivalente Rauschbandbreite des Spannungsteilers  $NBW_S$  entspricht dem Kehrwert der vierfachen Zeitkonstante des Spannungsteilers, d.h.

$$NBW_S = \frac{1}{4(R_{ref} \parallel R_{Bolo}(T_0))C_P} \cdot \quad (5.15)$$

Die NBW des OTAs kann aus dem vorherigen Kapitel 5.1 übernommen werden (s. Gleichung (5.9)).

$$\overline{u_{n,aus,weiss}^2} = \left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{ref}} \right) NBW_S + 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} NBW = \frac{kT_0}{C_P} + 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L} \quad (5.16)$$

Die untere Grenzfrequenz  $f_1$  beim 1/f-Rauschen entspricht wieder dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit,  $f_2$  wie im vorherigen Kapitel dem der GBW des OTAs und  $f_3$  der 3dB-Grenzfrequenz des Spannungsteilers. Es gilt

$$f_3 = \frac{1}{2\pi\tau_s} = \frac{1}{2\pi(R_{ref} \parallel R_{Bolo}(T_0))C_P} \cdot \quad (5.17)$$

$\tau_S$  ist dabei die Zeitkonstante des Spannungsteilers. Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.18) berechnet.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{f_3} \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f} \left( R_{ref} \parallel R_{Bolo}(T_0) \right)^2 df + \int_{f_1}^{f_2} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} df = \\ &= \left( \frac{U_0}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} \right)^2 \frac{k_{fBolo} (R_{ref} R_{Bolo}(T_0))^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi (R_{ref} \parallel R_{Bolo}(T_0)) C_p} \right) + \\ &+ 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) \end{aligned} \quad (5.18)$$

Für die NETD bedeutet dies zusammen mit der Spannungsresponsivität nach Gleichung (5.13)

$$\begin{aligned} NETD &= \frac{4F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \left[ \frac{kT_0}{C_p} + 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{C_L} + \left( \frac{U_0}{R_{ref} + R_{Bolo}(T_0)} \right)^2 \frac{k_{fBolo} (R_{ref} R_{Bolo}(T_0))^2}{(R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \right. \\ &\quad \left. \cdot \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi (R_{ref} \parallel R_{Bolo}(T_0)) C_p} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) \right] \\ &\quad \cdot \left[ \frac{U_0 R_{ref} R_{Bolo}(T_0) \alpha}{g_{Bolo} (R_{ref} + R_{Bolo}(T_0))^2} \right] \end{aligned} \quad (5.19)$$



### 5.3 Constant Current Readout

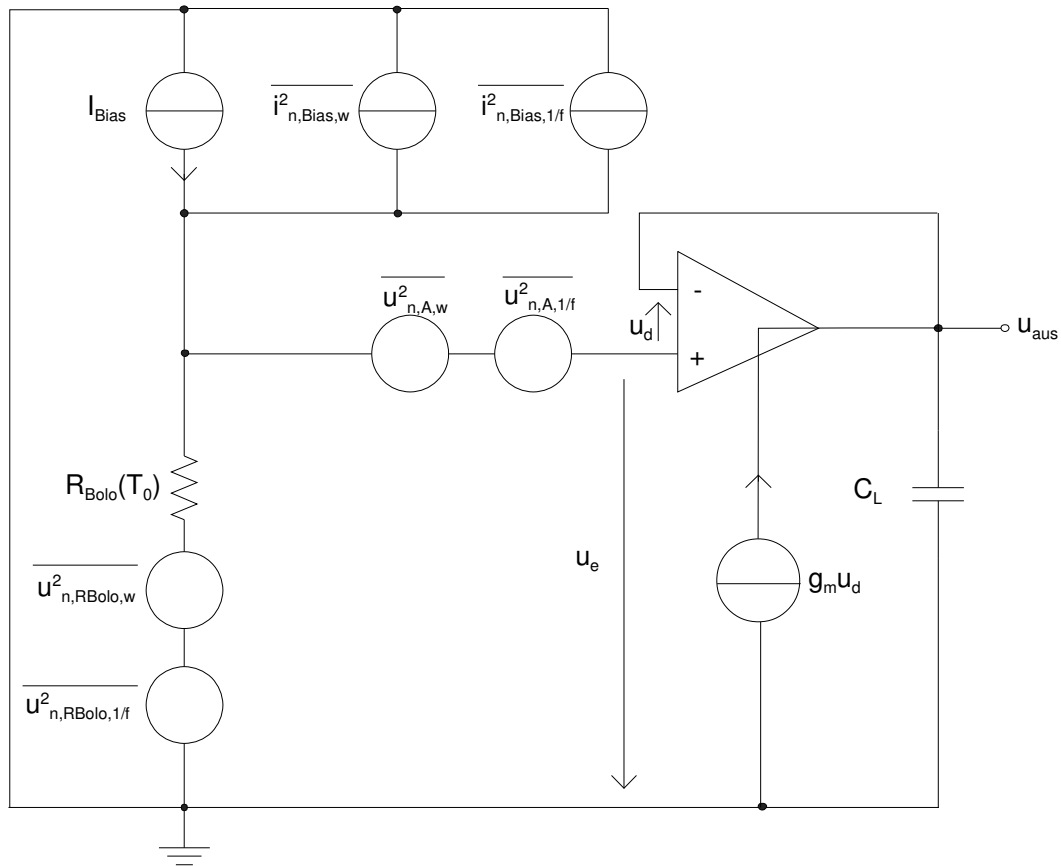


Abbildung 30: Ersatzschaltbild des Constant Current Readout mit Rauschquellen

Beim Constant Current Readout nach Abbildung 30 wird dem Bolometerwiderstand ein konstanter Strom  $I_{Bias}$  eingeprägt. Die Spannung  $u_e$  am Eingang des als Buffer geschalteten Verstärkers, welcher wieder als OTA realisiert werden kann, wird zu seinem Ausgang übertragen und kann dort abgetastet werden. Es gilt

$$u_e(T) = I_{Bias} \cdot R_{Bolo}(T) = u_{aus}(T). \quad (5.20)$$

Die Stromquelle in Abbildung 30 mit dem Strom  $I_{Bias}$  soll nach Abbildung 31 als Transistor M1 mit der Transkonduktanz  $g_{m1}$ , der Weite  $W_1$ , der Länge  $L_1$ , dem Rauschfaktor  $\gamma_{M1}$  und dem Rauschparameter  $k_{fM1}$  realisiert werden. Eine Referenzspannung  $U_{ref}$  stellt dann den Drainstrom  $I_{Bias}$  ein.

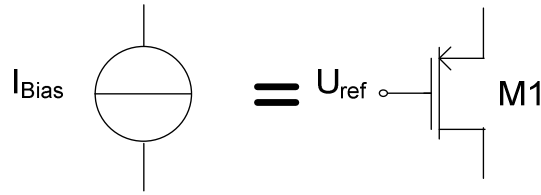


Abbildung 31: mögliche Realisierung der Stromquelle

Tabelle 5: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{u_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$i_{nRBolo}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = 1$
$I_{Bias}$	$\frac{\overline{i_{n,Bias}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f}$	$i_{nIBias}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = R_{Bolo}^2(T_0)$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2 f}$	$u_{nA}(t) = u_e(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + s\tau} \right ^2$

Tabelle 5 gibt einen Überblick über die Rauschquellen und Übertragungsfunktionen. Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.21) berechnet.

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,aus,weiss}^2} &= 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \Delta f + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \Delta f + 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}^2(T_0) \Delta f \\
 &= \left( kT_0 R_{Bolo}(T_0) + kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}^2(T_0) \right) \frac{N}{t_{Pixel}} + 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{C_L}
 \end{aligned} \tag{5.21}$$

mit  $\Delta f = \text{NBW}$  aus Kapitel 5.1. Die untere und obere Grenzfrequenz  $f_1$  und  $f_2$  für das  $1/f$ -Rauschen sind hier auch wieder gleich dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit bzw. dem GBW des OTAs. Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit  $1/f$ -Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.22) berechnet.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{f_2} \left( U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} + \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} + \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f} R_{Bolo}^2(T_0) \right) df \\
&= \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} + \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} \right) \ln \frac{f_2}{f_1} \\
&= \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} + \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} \right) \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right).
\end{aligned} \tag{5.22}$$

Die Spannungsresponsivität wurde bereits für den Fall eines im Bolometer eingepprägten Stromes in Gleichung (3.27) berechnet. Für die Berechnung der NETD wird die Verringerung des Wärmeleitwertes aufgrund der Eigenerwärmung vernachlässigt, so dass gilt  $I_{Bias}^2 R_{Bolo}(T_0) \alpha \approx 0$ .

$$NETD = \frac{4 \cdot F_{no}^2 g_{Bolo}}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Strahler}}} \cdot \frac{\sqrt{\left( kT_0 R_{Bolo}(T_0) + kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}^2(T_0) \right) \frac{N}{I_{Pixel}} + 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{C_L} + \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} + \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} \right) \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right)}}{|I_{Bias} R_{Bolo}(T_0) \alpha|}. \tag{5.23}$$

#### 5.4 Constant Current Readout (Kondensator C<sub>P</sub> parallel)

Die in Kapitel 5.3 vorgestellte Schaltungsvariante könnte ebenfalls analog zum Constant Voltage Bias durch einen Kondensator C<sub>P</sub> parallel zum Bolometerwiderstand ergänzt werden, um die Bandbreite zu begrenzen (Abbildung 32). Tabelle 6 zeigt die Rauschquellen und die Übertragungsfunktionen.

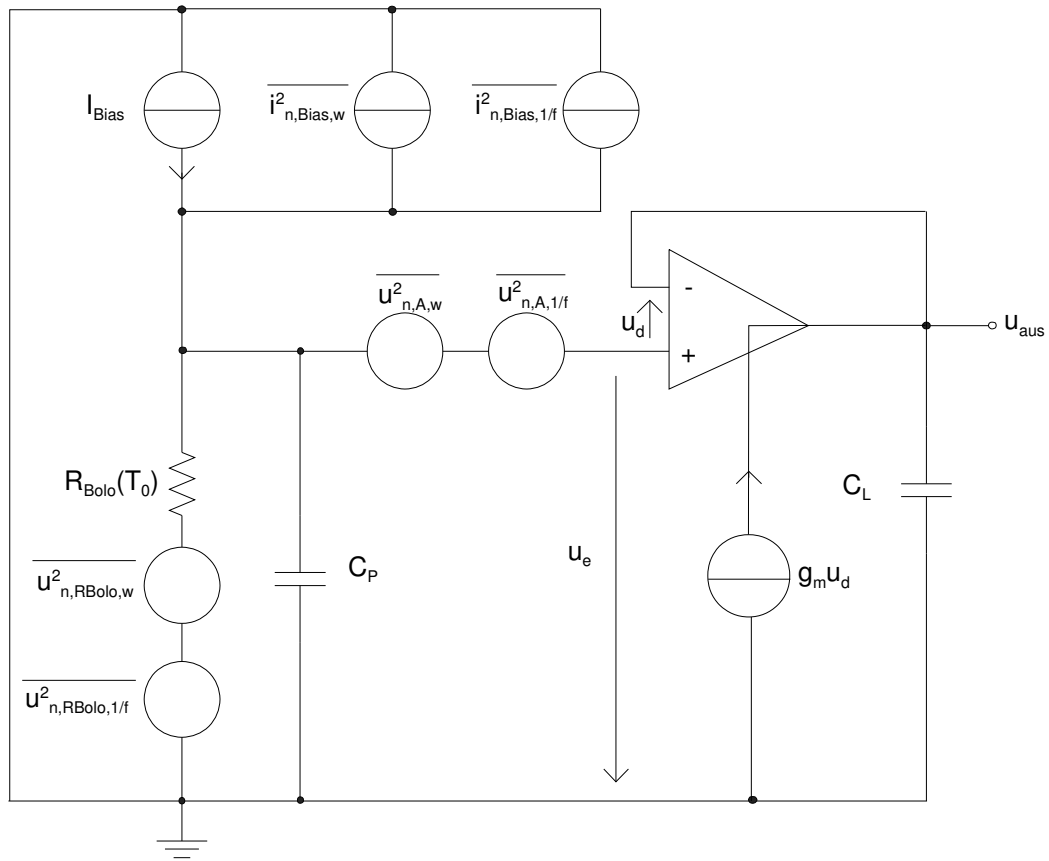


Abbildung 32: Prinzipschaltbild des Constant Current Readout mit Rauschquellen

Tabelle 6: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{i_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f}$	$i_{nRBolo}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Bolo}(T_0)}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_P + 1} \right ^2$
$I_{Bias}$	$\frac{\overline{i_{n,Bias}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f}$	$i_{nIBias}(t) \rightarrow u_e(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Bolo}(T_0)}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_P + 1} \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2 f}$	$u_{nA}(t) = u_e(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + s\tau} \right ^2$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.25) berechnet. Es wird angenommen, dass der Kondensator  $C_P$  parallel zum Bolometerwiderstand die Bandbreite stärker begrenzt als der Verstärker.  $NBW_P$  entspricht dabei dem Kehrwert der vierfachen Zeitkonstante der Parallelschaltung von Bolometerwiderstand und des Kondensators  $C_P$ , d.h.

$$NBW_P = \frac{1}{4R_{Bolo}(T_0)C_P}. \quad (5.24)$$

Die äquivalente Rauschbandbreite  $NBW$  des OTAs kann wieder aus dem vorherigen Kapitel übernommen werden. Die Rauschleistung am Ausgang berechnet sich nach

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,weiss}^2} &= \left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} \right) R_{Bolo}^2(T_0) NBW_P + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} NBW \\ &= \frac{kT_0}{C_P} + \frac{kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}}{C_P} + 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{C_L}. \end{aligned} \quad (5.25)$$

Die untere Grenzfrequenz  $f_1$  beim 1/f-Rauschen entspricht wieder dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit,  $f_2$  dem GBW des OTAs und  $f_3$  der 3dB-Grenzfrequenz der Parallelschaltung von Bolometerwiderstand und Kondensator  $C_P$ . Es gilt

$$f_3 = \frac{1}{2\pi\tau_P} = \frac{1}{2\pi R_{Bolo}(T_0)C_P}. \quad (5.26)$$

$\tau_P$  ist dabei die Zeitkonstante der Parallelschaltung von Bolometerwiderstand und Kondensator  $C_P$ . Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.27) berechnet.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{f_3} \left( \left( \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f} \right) R_{Bolo}^2(T_0) \right) df \int_{f_1}^{f_2} 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2 f} df \\ &= \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) \right) \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi R_{Bolo}(T_0)C_P} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) \end{aligned} \quad (5.27)$$

Für die NETD bedeutet dies zusammen mit der Spannungsresponsivität nach Gleichung (5.13)

$$NETD = \frac{4F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{g_{Bolo} \left[ \frac{kT_0}{C_p} + \frac{kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}(T_0)}{C_p} + 2 \frac{K k T_0 n \gamma}{C_L} + \left( U_{bias}^2 k_{fOTA} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) \right) \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi R_{Bolo}(T_0) C_p} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) \right]}{|I_{Bias} R_{Bolo}(T_0) \alpha|} \quad (5.28)$$

## 5.5 Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung

Der so genannte „Pulsed Bias“ Betrieb mit konstanter Spannung ist zurzeit Stand der Technik und wird auch als „Integrator“-Auslese bezeichnet, da der Kern dieser Ausleseschaltung ein Integrator ist. In [13] ist dieses Schaltungsprinzip beschrieben. Von Realisierungen berichten beispielsweise [57] und [58].

Vor Beginn der Integration wird der Integrator durch kurzes Schließen des Schalters reset parallel zum Integrationskondensator  $C_{int}$  zurückgesetzt. Dann wird der Schalter select für die Dauer der Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  geschlossen und der Bolometerstrom aufintegriert. Ein Biasstrom  $I_{Bias}$  wird während der Auslese ständig subtrahiert, um den OTA nicht zu schnell in die Sättigung zu treiben, den Einsatz sehr großer Integrationskapazitäten zu vermeiden und die Dynamikanforderung zu reduzieren. Nach Ablauf der Akquisitionszeit wird das Ausgangssignal des OTAs einem ADC oder einem Ausgangsverstärker zugeführt.

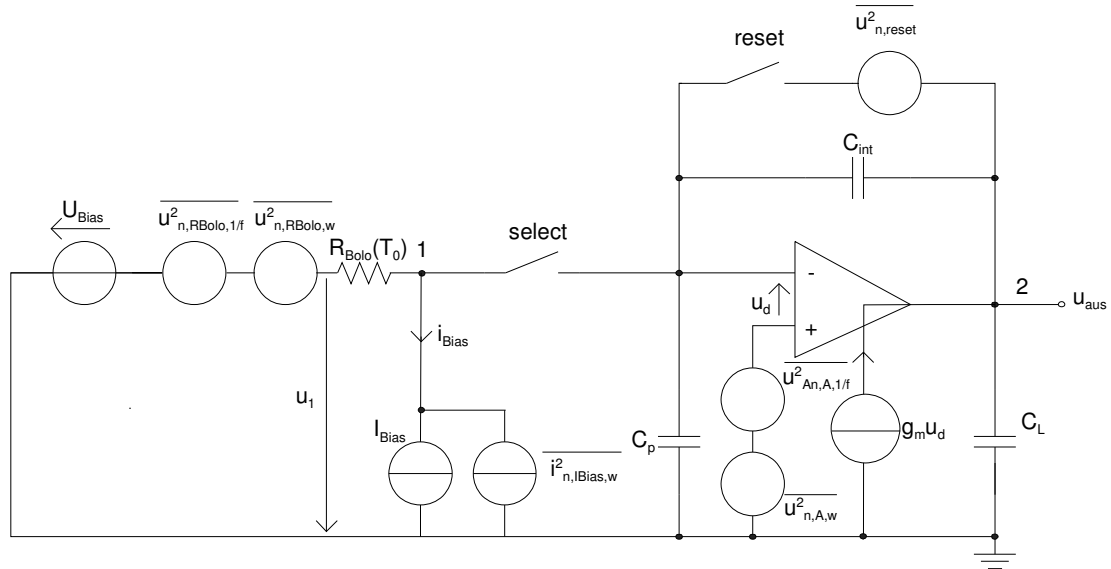


Abbildung 33: Ersatzschaltbild Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung (mit Rauschquellen)

Es soll nun die NETD für diese Schaltungsvariante berechnet werden. Das Signal  $\Delta u_{aus}$  errechnet sich aus der Differenz eines Messwerts bei einer unbekannten Bolometertemperatur  $T_1$  und einem Referenzwert bei einer bekannten Bolometertemperatur  $T_0$ .

$$\begin{aligned}
 \Delta u_{aus} &= u_{aus}(T_1) - u_{aus}(T_0) \\
 &= -\frac{1}{C_{int}} \int_0^{t_{Pixel}} \left( \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_1)} - I_{Bias} \right) dt - \frac{1}{C_{int}} \int_0^{t_{Pixel}} \left( \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} - I_{Bias} \right) dt \\
 &= \frac{1}{C_{int}} \int_0^{t_{Pixel}} \left( \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} - \frac{U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_1)} \right) dt
 \end{aligned} \tag{5.29}$$

Die Auslese arbeitet nach dem Prinzip eines Kurzzeitintegrators. Zunächst soll ein idealisiertes Modell zur Berechnung der Übertragungsfunktion aufgestellt werden. Abbildung 34 zeigt das Modell. Es besteht aus einer Zeitverzögerung  $t_{Pixel}$ , einem Subtrahierer und einem Integrator, welcher als ideal mit der Integrationskonstante  $R_{Bolo}C_{int}$  angenommen wird.

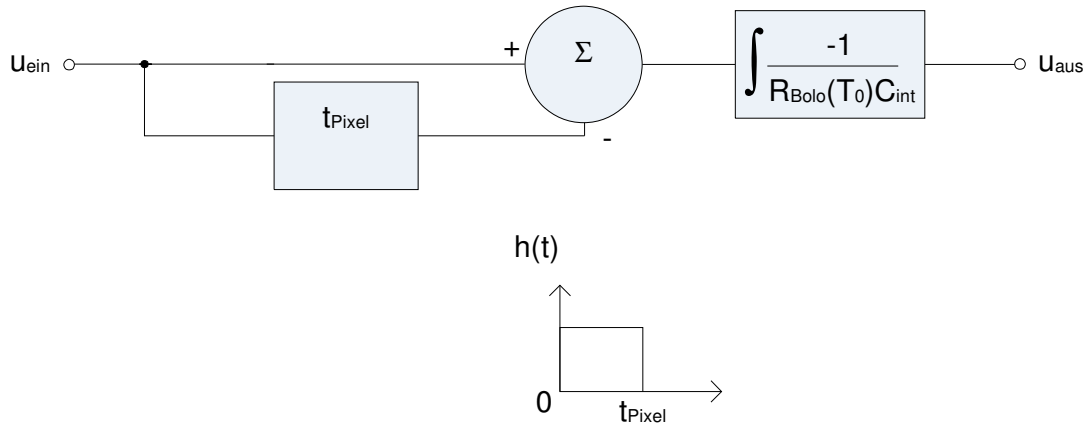


Abbildung 34: Modell der Kurzzeitintegration

Die Stoßantwort  $h(t)$  des in Abbildung 34 gezeigten Systems  $u_{\text{ein}}(t) \rightarrow u_{\text{aus}}(t)$  ist

$$h(t) = \text{rect} \left( \frac{t - \frac{t_{\text{Pixel}}}{2}}{t_{\text{Pixel}}} \right) \cdot \frac{-1}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} . \quad (5.30)$$

Transformiert man  $h(t)$  in den Frequenzbereich erhält man die Übertragungsfunktion

$$H(f) = \frac{-t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} \cdot \text{si}(\pi f t_{\text{Pixel}}) \cdot e^{-2\pi f t_{\text{Pixel}}} . \quad (5.31)$$

Bildet man den Betrag der Übertragungsfunktion  $H(f)$  nach Gleichung (5.31) entfällt die Phasenverschiebung und das negative Vorzeichen.

$$|H(f)| = \left| \frac{t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} \cdot \text{si}(\pi f t_{\text{Pixel}}) \right| . \quad (5.32)$$

Abbildung 35 zeigt das Frequenzverhalten für  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ ,  $R_{\text{Bolo}}(T_0) = 10 \text{ M}\Omega$  und  $C_{\text{int}} = 1 \text{ pF}$ . Der in Abbildung 34 dargestellte Kurzzeitintegrator lässt sich auch etwas anders interpretieren. Zum einen ist ersichtlich, dass der Eingang direkt zum idealen Integrator durchgeht. Ein zum Zeitpunkt  $t = 0$  gespeicherter Wert wird nach der Verzögerung  $t_{\text{Pixel}}$  invertiert zum idealen Integrator weitergeleitet. Im Laplace-Bereich erhält man

$$H(s) = (1 - e^{-s t_{\text{Pixel}}}) \frac{-1}{s R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} . \quad (5.33)$$

Transformiert man Gleichung (5.33) in den Frequenzbereich ergibt sich

$$H(f) = (1 - e^{-j 2\pi f t_{\text{Pixel}}}) \frac{-1}{j 2\pi f R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} . \quad (5.34)$$



Der gefundene Ausdruck nach Gleichung (5.34) ist gleichwertig mit dem nach Gleichung (5.31). Dieser bietet jedoch den Vorteil, dass die Integrationsfunktion von der Speicherung und verzögerten Weiterleitung getrennt werden kann.

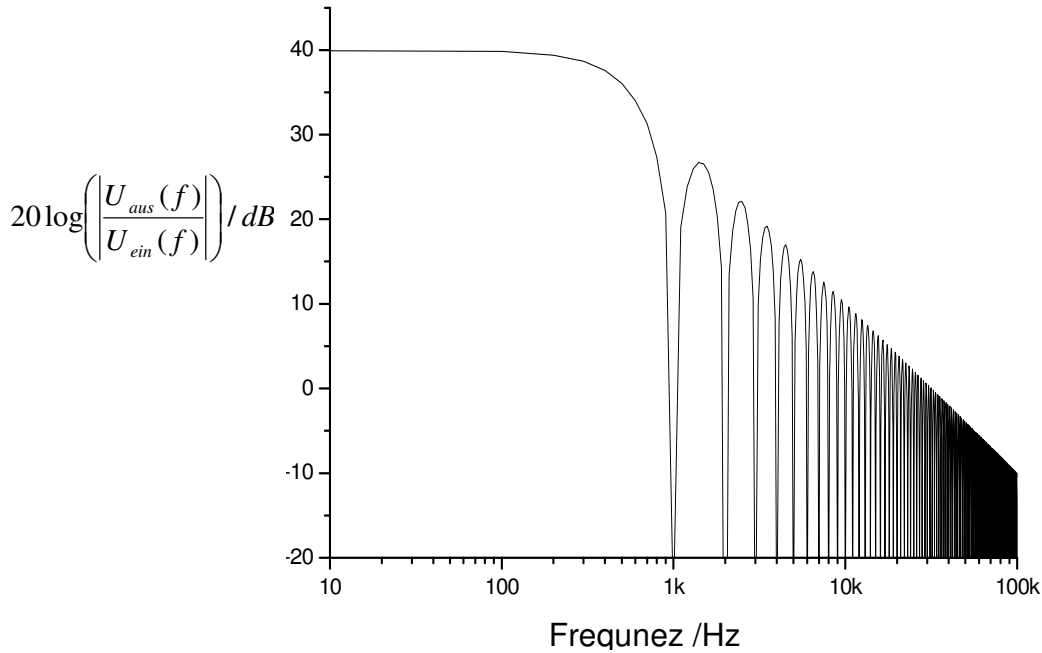


Abbildung 35: Frequenzverhalten des Kurzzeitintegrators für  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ ,  $R_{\text{Bolo}}(T_0) = 10 \text{ M}\Omega$  und  $C_{\text{int}} = 1 \text{ pF}$

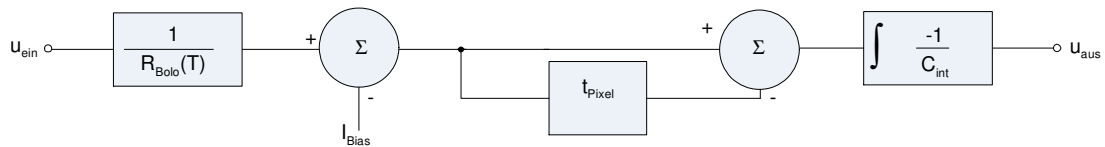


Abbildung 36: Modell des Kurzzeitintegrators mit zusätzlichem Stromeingang

Nach Abbildung 36 wird das Modell des Kurzzeitintegrators um einen Stromeingang  $I_{\text{Bias}}$  erweitert [54]. Dem Bolometerstrom, welcher sich aus der angelegten Spannung  $u_{\text{ein}}$  dividiert durch den Bolometerwiderstand ergibt, wird im linken Subtrahierer der Strom  $I_{\text{Bias}}$  abgezogen. Der resultierende Strom wird für die Dauer  $t_{\text{Pixel}}$  mit dem Faktor  $-1/C_{\text{int}}$  aufintegriert. Die Übertragungsfunktion vom Spannungseingang  $u_{\text{ein}}$  zum Ausgang  $u_{\text{aus}}$  ändert sich dadurch nicht. Es kommt jedoch die Übertragungsfunktion vom Stromeingang  $I_{\text{Bias}}$  zum Ausgang hinzu. Es gilt

$$H_i(f) = \frac{u_{\text{aus}}}{I_{\text{Bias}}} = \frac{t_{\text{Pixel}}}{C_{\text{int}}} \cdot \text{si}(\pi f t_{\text{Pixel}}) \cdot e^{-j2\pi f t_{\text{Pixel}}} \quad (5.35)$$

Für die Stromquelle kann im einfachsten Fall ein Referenzwiderstand  $R_{\text{offset}}$  angenommen werden, an dem eine konstante Spannung  $U_{\text{offset}}$  liegt. Der Strom  $I_{\text{Bias}}$  berechnet sich dann zu

$$I_{\text{Bias}} = \frac{U_{\text{offset}}}{R_{\text{offset}}} . \quad (5.36)$$

Abbildung 33 zeigt die Schaltung mit den wichtigsten Rauschquellen, die in der Schaltung enthalten sind. Der Integrator soll durch einen OTA mit hochohmigem Ausgang realisiert werden. Der OTA benötigt eine Lastkapazität  $C_L$  zur Kompensation, um die Bandbreite zu begrenzen. Bei den Berechnungen wird eine parasitäre Kapazität  $C_p$  am invertierenden Knoten des OTAs berücksichtigt.

Tabelle 7 zeigt die Rauschquellen und die zugehörigen Übertragungsfunktionen unter der Berücksichtigung, dass kein idealer Integrator vorliegt, sondern ein OTA, welcher als Integrator verschaltet ist [54]. Auffällig ist bei der Übertragungsfunktion vom nichtinvertierenden Eingang des OTAs zum Ausgang der Term  $1+C_p/C_{\text{int}}$ , welcher das Rauschen bei ungünstigen Verhältnissen von parasitärer Kapazität am invertierenden Knoten zur Integrationskapazität deutlich verstärken kann. Der Widerstand des Schalters, welcher das Bolometer zum Integrator durchschaltet, wird im Vergleich zum Bolometerwiderstand als vernachlässigbar klein angesehen. Es wird für die Rauschleistung der idealen Stromquelle  $I_{\text{Bias}}$  angenommen, dass diese durch einen Widerstand  $R_{\text{offset}}$  realisiert wird, der an einem Ende mit dem Bolometer verbunden und am anderen Ende mit einer bestimmten Offsetspannungsquelle verbunden ist. Dieser Widerstand zeigt ausschließlich das weiße thermische Widerstandsrauschen.

Das Rauschen der beiden Schalter select kann gegenüber dem Widerstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  als vernachlässigbar klein angesehen werden. Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquelle des Bolometerwiderstandes mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.37) berechnet.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,RBolo,w}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 df \\
&= \int_{f=0Hz}^{\infty} 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \cdot \frac{1 - \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}} \right)^2 df \\
&= \int_{f=0Hz}^{\infty} 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df + \\
&+ \int_{f=0Hz}^{\infty} 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \frac{\sin(\pi f t_{Pixel})}{\pi f t_{Pixel}} \right)^2 \cdot \frac{\left( 2\pi f \frac{C_{int}}{g_{mOTA}} \right)^2}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df.
\end{aligned} \tag{5.37}$$

Gleichung (5.37) kann durch die vereinfachte Gleichung (5.38) angenähert werden.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,RBolo,w}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right)^2 df + \\
&+ \int_{f=0Hz}^{\infty} 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \frac{1}{\pi f t_{Pixel}} \right)^2 \cdot \frac{\left( 2\pi f \frac{C_{int}}{g_{mOTA}} \right)^2}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df.
\end{aligned} \tag{5.38}$$

Tabelle 7: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{u_{n,RBolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,RBolo,1/f}^2}}{\Delta f}$ $= 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$u_{n,RBolo}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{\frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel})}{1 - \frac{j2\pi C_{int}}{g_{mOTA}}} \cdot \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}} \right ^2$
$I_{Bias}$	$\frac{\overline{i_{n,offset}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{offset}}$	$i_{n,Ibias}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = \left  \frac{\frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel})}{1 - \frac{j2\pi C_{int}}{g_{mOTA}}} \cdot \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}} \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} =$ $2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left( \left( \frac{1}{j2\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} + 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right) \cdot \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}} \cdot (1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}}) \right)^2$
Reset-schalter	$\frac{\overline{u_{n,Schalter}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Schalter}$	$u_{n,Schalter}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{Schalter}(f) ^2 = \left  \frac{1}{j2\pi f R_{Schalter} C_{int} + 1} \right ^2$

Die analytische Lösung für Gleichung (5.39) lautet:

$$\overline{u_{n,aus,RBolo,w}^2} = 2kT_0 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}^2} + \frac{2}{g_{mOTA}R_{Bolo}(T_0) \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right). \quad (5.39)$$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquelle der Stromquelle  $I_{Bias}$  verursacht wird, ist in Gleichung (5.40) berechnet.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,Roffset,w}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \frac{\overline{i_{n,offset,w}^2}}{\Delta f} |H_{int2}(f)|^2 df \\ &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \frac{4kT_0}{R_{offset}} \left| \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \cdot \frac{1 - \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}} \cdot \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L C_p}{g_{mOTA}}} \right|^2 df \\ &= 2kT_0 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{offset} C_{int}^2} + \frac{2}{g_{mOTA} R_{offset} \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right). \end{aligned} \quad (5.40)$$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen des OTAs mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.41) berechnet.

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,A,w}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} |H_{iOTA}(f)|^2 df \\ &= \int_{f=0Hz}^{\infty} 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left[ \left( \left( \frac{1}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0)C_{int}} + 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right) \frac{1}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}} \cdot (1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}}) \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)^2}{\left( 1 + \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{2\pi f g_{mOTA}} \right)^2} (2 \sin(\pi f t_{Pixel}))^2 \right] df \\ &\approx \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \frac{t_{Pixel}}{(R_{Bolo}(T_0)C_{int})^2} + 2 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)^2 \frac{2KkT_0 n \gamma}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}. \end{aligned} \quad (5.41)$$

Es wird angenommen, dass der Ausdruck  $(2(\sin(\pi f t_{\text{Pixel}})))^2$  im Integral zu einer Verdopplung der Rauschleistung führt. Beim Zurücksetzen des Integrators durch den Reset-Schalter wird folgende Rauschleistung beigetragen:

$$\overline{u_{n,aus,Schalter}^2} = \int_{f=0\text{Hz}}^{\infty} \frac{\overline{u_{n,Schalter}^2}}{\Delta f} |H_{Schalter}(f)|^2 df = \int_{f=0\text{Hz}}^{\infty} 4kT_0 R_{Schalter} \left| \frac{1}{j2\pi f R_{Schalter} C_{int} + 1} \right|^2 df = \frac{kT_0}{C_{int}}. \quad (5.42)$$

Als nächstes soll der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquelle des Bolometerwiderstandes mit 1/f-Rauschen verursacht wird, berechnet werden:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,RBolo,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{\infty} \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 df \quad (5.43) \\ &= \int_{f_1}^{\infty} U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \left| \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \cdot \frac{1 - \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}} \right|^2 df \\ &= \int_{f_1}^{\infty} U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df + \\ &+ \int_{f_1}^{\infty} U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \frac{\sin(\pi f t_{Pixel})}{\pi f t_{Pixel}} \right)^2 \cdot \frac{\left( 2\pi f \frac{C_{int}}{g_{mOTA}} \right)^2}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df \\ &= \int_{f_1}^{\infty} U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \cdot \text{si}(\pi f t_{Pixel}) \right)^2 \cdot \frac{1}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2} df + \\ &+ \int_{f_1}^{\infty} U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f} \frac{(2\sin(\pi f t_{Pixel}))^2}{\left( g_{mOTA} R_{Bolo}(T_0) \right)^2 \left( 1 + \left( 2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)^2 \right)} df \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\approx \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{2} \frac{8t_{shutter}^2 (1 - \cos(\xi)) + 4\pi_{shutter} t_{Pixel} \sin(\xi) - 2\pi^2 t_{Pixel}^2 Ci(\xi)}{\pi^2 R_{Bolo}^2 (T_0) C_{int}^2} \\
&+ \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{(g_{mOTA} R_{Bolo} (T_0))^2} \ln \left( \frac{\sqrt{1 + \left( \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{2\pi f_1 g_{mOTA}} \right)^2}}{\left( \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{2\pi f_1 g_{mOTA}} \right)} \right).
\end{aligned}$$

mit  $\xi = 2\pi t_{Pixel}/(4t_{shutter})$  und  $f_1 = 1/(4t_{shutter})$ .  $\sin(\pi t_{Pixel}) = 1$ . Aufgrund des Faktor  $1/(R_{Bolo}(T_0)g_{mOTA})^2$ , welcher wesentlich kleiner als 1 ist, ist dieser Term vermutlich vernachlässigbar. Das Cosinusintegral  $Ci(\xi)$  ist definiert als

$$Ci(\xi) = \gamma_{euler} + \ln(\xi) + \int_0^\xi \frac{\cos(x) - 1}{x} dx \quad (5.44)$$

mit der Euler-Mascheroni Konstante  $\gamma_{euler} \approx 0.57721$ . Angenähert werden kann das Cosinusintegral durch

$$Ci(\xi) = \gamma_{euler} + \ln(\xi) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-\xi^2)^n}{2n(2n)!}. \quad (5.45)$$

Mit der Betrachtung, dass  $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$  ergibt sich, dass  $0 < \xi \ll 1$ , woraus folgt, dass  $\cos(\xi) \approx 1$ ,  $\sin(\xi) \approx \xi$ , das Cosinusintegral  $Ci(\xi) \approx \ln(\xi)$  mit  $|\ln(\xi)| \gg 1$ . Dadurch vereinfacht sich Gleichung (5.43) zu

$$\overline{u_{n,aus,RBolo,1/f}^2} = U_{Bias}^2 k_{fBolo} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right). \quad (5.46)$$

Auf ähnliche Weise kann man den am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquelle des OTAs mit 1/f-Rauschen verursacht wird, berechnen:

$$\begin{aligned}
 \overline{u_{n,aus,OTA,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{\infty} \frac{\overline{u_{n,OTA,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 df \quad (5.47) \\
 &= \int_{f_1}^{\infty} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \left( \frac{1}{j2\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} + 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right) \cdot \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}} (1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}}) \Bigg|^2 df \\
 &= \int_{f_1}^{\infty} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \left( \frac{1}{(2\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int})^2} + \left(1 + \frac{C_p}{C_{int}}\right)^2 \right) \cdot \frac{(2\sin(\pi f t_{Pixel}))^2}{1 + \left(2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}\right)^2} df \\
 &\approx \int_{f_1}^{\infty} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \left( \frac{(2\sin(\pi f t_{Pixel}))^2}{(2\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int})^2} + \left(1 + \frac{C_p}{C_{int}}\right)^2 \right) \cdot \frac{4}{1 + \left(2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}\right)^2} df \\
 &\approx 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{8t_{shutter}^2(1 - \cos(\xi)) + 4\pi t_{shutter} t_{Pixel} \sin(\xi) - 2\pi^2 t_{Pixel}^2 Ci(\xi)}{2\pi^2 R_{Bolo}^2(T_0)C_{int}^2} + \right. \\
 &\quad \left. + 4\left(1 + \frac{C_p}{C_{int}}\right)^2 \ln \left( \frac{\sqrt{1 + \left(2\pi f_1 \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}\right)^2}}{\left(2\pi f_1 \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}\right)} \right) \right).
 \end{aligned}$$

Die Annahmen bzgl.  $\xi$  sind dieselben wie zuvor. Es wird angenommen, dass

$$\left( \frac{2\pi}{t_{shutter}} \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right) \ll 1. \text{ Daher bekommt man} \quad (5.48)$$

$$\overline{u_{n,aus,A,1/f}^2} \approx 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right) + 4\left(1 + \frac{C_p}{C_{int}}\right)^2 \ln \left( \frac{1}{\frac{2\pi}{4t_{shutter}} \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}}} \right) \right).$$



Die berechneten Rauschanteile werden nun addiert und durch Division des Quadrates des DC-Wertes der Übertragungsfunktion des Kurzzeitintegrators  $R_{Bolo}(T_0)C_{int}/t_{Pixel}$  auf den Eingang bezogen. Durch Division mit  $R_{Bolo}^2(T_0)$  erhält man den eingangsbezogenen Rauschstrom nach Gleichung (5.49).

$$\overline{i_{n,ein}^2} = \frac{\left( \overline{u_{n,aus,R_{Bolo},w}^2} + \overline{u_{n,aus,A,w}^2} + \overline{u_{n,aus,R_{offset},w}^2} + \overline{u_{n,aus,R_{Bolo},lf}^2} + \overline{u_{n,aus,A,lf}^2} + \overline{u_{n,aus,R_{Schalter},w}^2} \right)}{\left( \frac{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}{t_{Pixel}} \right)^2} \frac{1}{R_{Bolo}^2(T_0)} \quad (5.49)$$

Die NETD ergibt somit:

$$NETD = \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \frac{\sqrt{\overline{i_{n,ein}^2}}}{R_I} = \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{1}{R_I} \quad (5.50)$$

$$\frac{C_{int}}{t_{Pixel}} \left[ 2kT_0 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}^2} + \frac{2}{g_{mOTA}R_{Bolo}(T_0) \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right) + \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \frac{t_{Pixel}}{(R_{Bolo}(T_0)C_{int})^2} + \right. \\ \left. + 2 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)^2 \frac{2KkT_0 n \gamma}{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}} + 2kT_0 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{offset}C_{int}^2} + \frac{2}{g_{mOTA}R_{offset} \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right) + \right. \\ \left. + U_{Bias}^2 k_{fBolo} \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) + \right. \\ \left. + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} + 4 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{1}{\left( \frac{2\pi}{4t_{shutter}} \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \right)} \right) + \frac{kT}{C_{int}} \right] \cdot \frac{-U_{Bias}}{R_{Bolo}(T_0)} \frac{\alpha}{g_{Bolo}}$$

## 5.6 Constant Current Readout mit gmC-Integrator

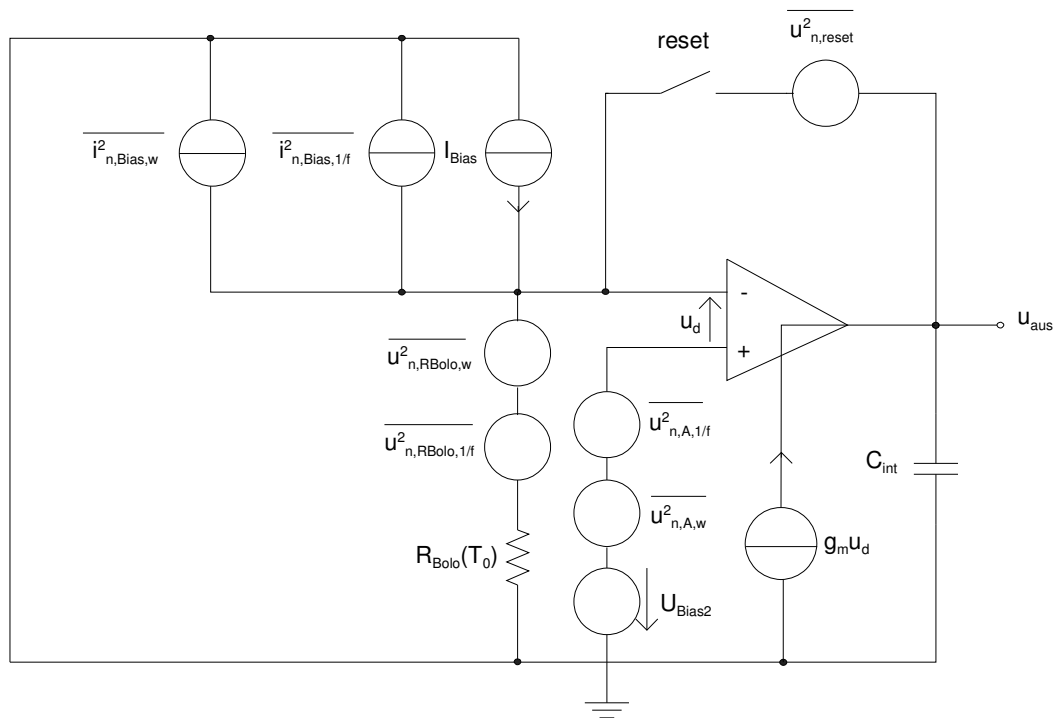


Abbildung 37: Ersatzschaltbild Constant Current Readout mit gmC-Integrator

Dem Bolometer wird beim Constant Current Readout mit gmC-Integrator nach Abbildung 37 ein konstanter Strom  $I_{Bias}$  eingeprägt. Die Differenzspannung am invertierenden Knoten und nichtinvertierenden Knoten wird über einen gmC-Integrator integriert. Zuvor wird die Ausgangsspannung des Integrators durch den Schalter reset auf eine definierte Ausgangsspannung gebracht. Die Integrationskonstante ist dabei die Transkonduktanz des OTAs dividiert durch den Integrationskondensator  $g_{mOTA}/C_{int}$ . Der Integrationskondensator ist hier im Gegensatz zu der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Integratorschaltung gleich dem Lastkondensator. Die Transkonduktanz des OTAs und die Referenzspannung am nichtinvertierenden Eingang müssen jedoch sinnvoll gewählt werden, um den nötigen Ausgangshub zu begrenzen. Die Rauschquellen können Tabelle 8 entnommen werden.

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.51) berechnet.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,w}^2} &= \int_{f=0\text{Hz}}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 + \frac{\overline{i_{n,Bias,w}^2}}{\Delta f} |H_{int2}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,reset}^2}}{\Delta f} |H_{reset}(f)|^2 \right) df \quad (5.51) \\
&= \int_{f=0\text{Hz}}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{i_{n,Bias,w}^2}}{\Delta f} R_{Bolo}^2(T_0) + \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} \right) \left| \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \sin(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 df + 4kT_0 R_{reset}(T_0) \left| \frac{1}{1 + \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}} \right|^2 \\
&= \left( 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}^2(T_0) + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \right) \frac{g_{mOTA}^2 t_{Pixel}^2}{2C_{int}^2} + kT_0 R_{reset}(T_0) \frac{g_{mOTA}}{C_{int}}
\end{aligned}$$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.52) berechnet.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 + \frac{\overline{i_{n,Bias,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{int2}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 \right) df \quad (5.52) \\
&= \int_{f_1}^{\infty} \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) + \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \frac{1}{f} \left| \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \sin(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 df \\
&\approx \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) g_{mOTA}^2 \cdot \\
&\quad \cdot \frac{8t_{shutter}^2 (1 - \cos(\xi)) + 4\pi t_{shutter} t_{Pixel} \sin(\xi) - 2\pi^2 t_{Pixel}^2 Ci(\xi)}{2\pi^2 C_{int}^2}
\end{aligned}$$

Mit den gleichen Annahmen für  $\xi$  aus Kapitel 5.5 ergibt sich

$$\overline{u_{n,aus,1/f}^2} \approx \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \cdot \left( \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right). \quad (5.53)$$

Die Rauschleistungen werden addiert. Durch die Multiplikation der äquivalenten auf den Ausgang bezogenen Rauschspannung mit dem Term  $C_{int}/(g_{mOTA} t_{Pixel})$ , welcher der DC-Übertragungsfunktion dieses Integrators entspricht, wird die äquivalente Rauschspannung auf den Eingang bezogen. Als NETD ergibt sich

$$\begin{aligned}
NETD &= \frac{4 \cdot F_{no}^2 g_{Bolo}}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{\frac{C_{int}}{g_{mOTA} t_{Pixel}} \left( \left( 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} R_{Bolo}^2(T_0) + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \right) \frac{g_{mOTA}^2 t_{Pixel}^2}{2C_{int}^2} + \right.}{\left. + kT_0 R_{reset}(T_0) \frac{g_{mOTA}}{C_{int}} + \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2} R_{Bolo}^2(T_0) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \cdot \left( \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right) \right)}{|I_{Bias} R_{Bolo}(T_0) \alpha|} \quad (5.54)
\end{aligned}$$

Tabelle 8: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{u_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$u_{n,RBolo}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
$I_{Bias}$	$\frac{\overline{i_{n,Bias}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 g_{m1} n \gamma_{M1} + \frac{k_{fM1} g_{m1}^2}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f}$	$i_{n,Bias}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = \left  \frac{R_{Bolo}(T_0) g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{W L C_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{g_{mOTA} t_{Pixel}}{C_{int}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
Reset-schalter	$\frac{\overline{u_{n,reset}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{reset}$	$u_{n,reset}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{reset}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + \frac{j2\pi f (R_{Bolo}(T_0) + R_{reset}) C_{int}}{g_{mOTA} R_{Bolo}(T_0)}} \right ^2$ $\approx \left  \frac{1}{1 + \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}} \right ^2$

## 5.7 Ein neuartiger Integrator

Beim Integrator aus Kapitel 5.5 hat sich gezeigt, dass Rauschen am nicht invertierenden Knoten am OTA des Integrators breitbandig zum Ausgang übertragen wird und dabei sogar verstärkt werden kann. Über eine ausreichende Bandbreitenbegrenzung kann natürlich dieser Rauschbeitrag wirksam reduziert werden. Die Schaltung nach Abbildung 38 bietet den Vorteil, dass erst gar keine breitbandigen Rauschanteile zum Ausgang übertragen werden.

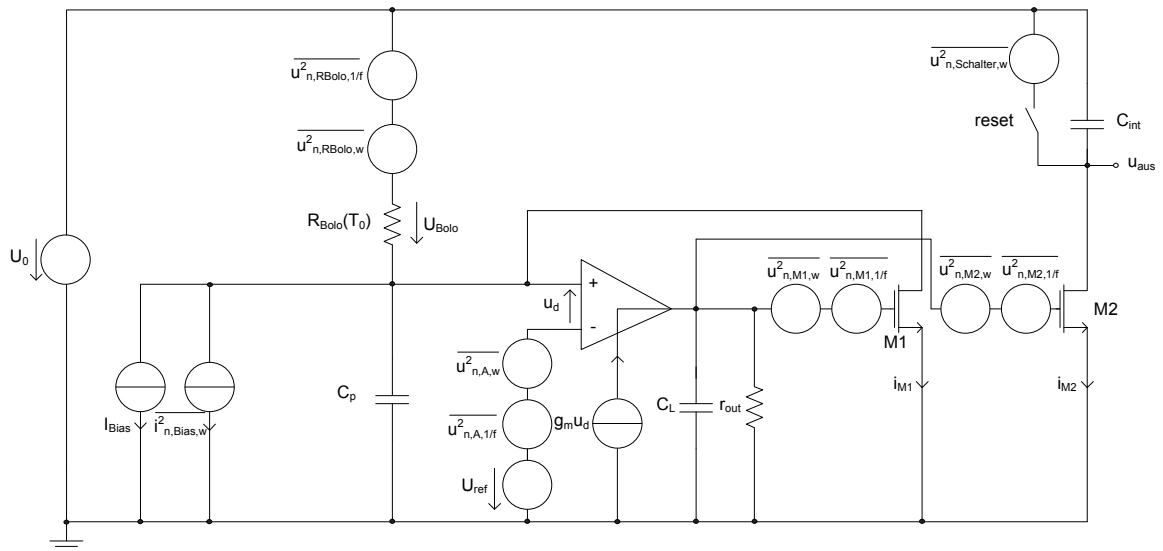


Abbildung 38: Ersatzschaltbild des neuartigen Integrators

Der neuartige Integrator nach Abbildung 38 wird durch den Transistor M2 und den Integrationskondensator  $C_{int}$  gebildet. Der OTA dient dazu, über dem Bolometer eine konstante Spannung einzustellen. Das Transistorpärchen M1 und M2 fungiert als Stromspiegel. Es ist evtl. sinnvoll den Stromspiegel durch Kaskoden zu erweitern. Die Spannung am Ausgang der Schaltung in Abbildung 38 beträgt idealerweise

$$u_{aus}(t) = U_0 - \frac{g_{M2}}{g_{M1}C_{int}} \int_{t_0}^t i_{M1}(\tau) d\tau. \quad (5.55)$$

Der Strom  $i_{M1}$  zeigt jedoch bei einem Spannungssprung der Spannungsquelle  $U_0$  je nach Wahl der Parameter eine schneller oder langsamer abklingende Oszillation. Die Zeit bis zum eingeschwungenen Zustand ist auf jeden Fall abzuwarten. Den Grund für dieses Verhalten findet man in der Übertragungsfunktion  $H(s)$

$$H(s) = \frac{I_{M1}(s)}{U_{Bias}} = \frac{1}{R_{Bolo}(T_0) \left( s \frac{1}{\frac{1}{2C_p R_{Bolo}(T_0)} + j \sqrt{\frac{g_{mM1} g_{mOTA}}{C_p C_L}}} + 1 \right) \left( s \frac{1}{\frac{1}{2C_p R_{Bolo}(T_0)} - j \sqrt{\frac{g_{mM1} g_{mOTA}}{C_p C_L}}} + 1 \right)}, \quad (5.56)$$

wobei folgende Annahmen getroffen wurden:

$$R_{Bolo}(T_0) r_{out} g_{m1} g_{mOTA} \gg 1, \quad C_p R_{Bolo}(T_0) \gg C_L r_{out}, \quad 4C_p R_{Bolo}^2(T_0) g_{m1} g_{mOTA} \gg C_L.$$

Die Übertragungsfunktion nach Gleichung (5.56) weist ein konjugiert-komplexes Polpaar auf. Die Parameter  $g_{m1}$ ,  $g_{mOTA}$  und  $C_L$  sind sorgfältig zu wählen, damit

ein zügiges Einschwingen gewährleistet ist. Der Widerstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  ist festgelegt und die Kapazität  $C_p$  ist parasitär, welche selbstverständlich so klein wie möglich sein sollte. Die Ausgangsspannung  $U_{\text{aus}}(s)$  wird durch Gleichung (5.57) beschrieben. **Die Spannungen  $U_{n,x}(s)$  sind fiktive Spannungen im Laplace-Bereich für die eigentlichen Rauschspannungen. Diese fiktiven Spannungen werden hier verwendet, um die Rauschübertragungsfunktion bestimmen zu können.**

$$U_{\text{aus}}(s) = \left[ U_0 - \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \frac{1}{s C_{\text{int}} R_{\text{Bolo}}(T_0)} \cdot \left[ \frac{\left( U_0 - U_{\text{ref}} + U_{n,\text{RBolo},w}(s) + U_{n,\text{RBolo},lf}(s) - U_{n,A,w}(s) + U_{n,A,lf}(s) + (g_{m1} U_{nM1}(s) - I_{\text{Bias}} - I_{n,\text{Bias},w}(s)) R_{\text{Bolo}}(T_0) \right)}{\left( s \frac{1}{\frac{1}{2C_{sp} R_{\text{Bolo}}(T_0)} + j \sqrt{\frac{g_{m1} g_{mOTA}}{C_{sp} C_L}}} + 1 \right) \left( s \frac{1}{\frac{1}{2C_{sp} R_{\text{Bolo}}(T_0)} - j \sqrt{\frac{g_{m1} g_{mOTA}}{C_{sp} C_L}}} + 1 \right)} \right] - U_{nM1}(s) \right] \cdot (1 - e^{-s t_{\text{Pixel}}}) \quad (5.57)$$

Die Spannung  $U_0 - U_{\text{ref}} = U_{\text{Bolo}}$  liegt idealerweise am Bolometer an. Für die Rauschberechnung wird das konjugiert-komplexe Polpaar vernachlässigt, da die durch die Kurzzeitintegration hervorgerufene Tiefpassfilterung dominiert (vgl. Gleichung (5.58)). Es wird für die Rauschleistung der idealen Stromquelle  $I_{\text{Bias}}$  angenommen, dass diese das typische weiße Rauschen eines Widerstandes aufweist, welcher von einem Widerstand  $R_{\text{offset}}$  hervorgerrufen werden könnte, der als Ersatz für diese Stromquelle verwendet wird. Es soll wie bei der Schaltung mit gewöhnlichem Integrator ein Großteil des Bolometerstromes subtrahiert werden, um die Dynamikanforderung zu senken.

$$U_{\text{aus}}(s) = \left[ U_0 - \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \frac{1}{s C_{\text{int}} R_{\text{Bolo}}(T_0)} \left[ \left( U_0 - U_{\text{ref}} + U_{n,\text{RBolo},w}(s) + U_{n,\text{RBolo},lf}(s) - U_{n,A,w}(s) + U_{n,A,lf}(s) + (g_{m1} U_{nM1}(s) - I_{\text{Bias}} - I_{n,\text{Bias},w}(s)) R_{\text{Bolo}}(T_0) \right) - U_{nM1}(s) \right] \right] \cdot (1 - e^{-s t_{\text{Pixel}}}) \quad (5.58)$$

Tabelle 9: Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
R <sub>Bolo</sub>	$\frac{\overline{u_{n,RBolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,RBolo,1/f}^2}}{\Delta f}$ $= 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$u_{n,RBolo}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = \left  \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
R <sub>offset</sub>	$\frac{\overline{i_{n,Offset}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{offset}}$	$i_{n,Offset}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = \left  \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} =$ $2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
M1	$\frac{\overline{u_{n,M1,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M1,1/f}^2}}{\Delta f} =$ $2 \frac{4KkT_0 n \gamma_{M1}}{g_{m1}} + \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2 f}$	$u_{n,M1}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{M1}(f) ^2 = \left  \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} g_{m2} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
M2	$\frac{\overline{u_{n,M2,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M2,1/f}^2}}{\Delta f} =$ $2 \frac{4KkT_0 n \gamma_{M2}}{g_{m2}} + \frac{k_{fM2}}{W_1 L_2 C_{ox}^2 f}$	$u_{n,M2}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{M2}(f) ^2 = \left  \frac{t_{Pixel}}{C_{int}} g_{m2} \cdot si(\pi f t_{Pixel}) \right ^2$
Reset-schalter	$\frac{\overline{u_{n,Schalter}^2}}{\Delta f} = 4kTR_{Schalter}$	$u_{n,Schalter}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{Schalter}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + j2\pi f R_{Schalter} C_{int}} \right ^2$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit weißem Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.59) dargestellt.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,w}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 + \frac{\overline{i_{n,R_{offset},w}^2}}{\Delta f} |H_{int2}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\overline{u_{n,M1,w}^2}}{\Delta f} |H_{M1}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,M2,w}^2}}{\Delta f} |H_{M2}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,Schalter,w}^2}}{\Delta f} |H_{Schalter}(f)|^2 \right) df \\
&= \int_{f=0Hz}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Schalter,w}^2}}{\Delta f} \left| \frac{1}{1 + j2\pi f R_{Schalter} C_{int}} \right|^2 + \right. \\
&\quad \left. + \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{i_{n,R_{offset},w}^2}}{\Delta f} R_{Bolo}^2(T_0) + \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left( \frac{\overline{u_{n,M1,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M2,w}^2}}{\Delta f} \right) g_{m2}^2 \right) \left| \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0) C_{int}} \sin(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 \right) df \\
&= \frac{kT_0}{C_{int}} + \left( \frac{4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + \frac{4kT_0}{R_{offset}} R_{Bolo}^2(T_0) + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \right. \\
&\quad \left. \left( \frac{4KkT_0 n \gamma_{M1}}{g_{m1}} + \frac{4KkT_0 n \gamma_{M2}}{g_{m2}} \right) g_{m2}^2 \right) \frac{t_{Pixel}}{2(R_{Bolo}(T_0) C_{int})^2}
\end{aligned} \tag{5.59}$$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, ist in Gleichung (5.60) mit denselben Annahmen aus Kapitel 5.5 berechnet.

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f=0Hz}^{\infty} \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{int1}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\overline{u_{n,M1,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{M1}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,M2,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{M2}(f)|^2 \right) df \\
&= \int_{f=0Hz}^{\infty} \left( \left( \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. \left( \frac{\overline{u_{n,M1,1/f}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M2,1/f}^2}}{\Delta f} \right) g_{m2}^2 \right) \left| \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0) C_{int}} \sin(\pi f t_{Pixel}) \right|^2 \right) df \\
&\approx \left( \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \right) \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \right. \\
&\quad \left. \left( \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} + \frac{k_{fM2}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} \right) g_{m2}^2 \right) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0) C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi t_{Pixel}} \right)
\end{aligned} \tag{5.60}$$

Die beiden Rauschleistungen hervorgerufen von weißem und 1/f-Rauschen werden addiert und mit dem DC Wert  $H_{int1}(f=0)$  auf den Eingang  $u_{nRbolo}$  bezogen. Durch Division mit  $R_{Bolo}^2(T_0)$  erhält man den eingangsbezogenen Rauschstrom. Für die NETD erhält man



$$NETD = \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}{t_{Pixel}} \cdot \left[ \left( U_{Bias}^2 k_{fBolo} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right) + \left( \frac{k_{fM1}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} + \frac{k_{fM2}}{W_1 L_1 C_{ox}^2} \right) g_{m2}^2 \right) + \left( \frac{4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + \frac{4kT_0}{R_{offset}} R_{Bolo}^2(T_0) + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{g_{m2}}{g_{m1}} \right)^2 + \left( \frac{4KkT_0 n \gamma_{M1}}{g_{m1}} + \frac{4KkT_0 n \gamma_{M2}}{g_{m2}} \right) g_{m2}^2 \right) \right] \frac{t_{Pixel}}{2(R_{Bolo}(T_0)C_{int})^2} + \frac{kT_0}{C_{int}} \right] \cdot \left| -U_{Bias} \frac{\alpha}{g_{Bolo}} \right| \quad (5.61)$$

Vorteil dieser Schaltung ist, dass es hier keine breitbandig übertragenen Rauschkomponenten des OTAs gibt (vgl. Tabelle 7 und Tabelle 9).

## 5.8 Aufladung eines Kondensators

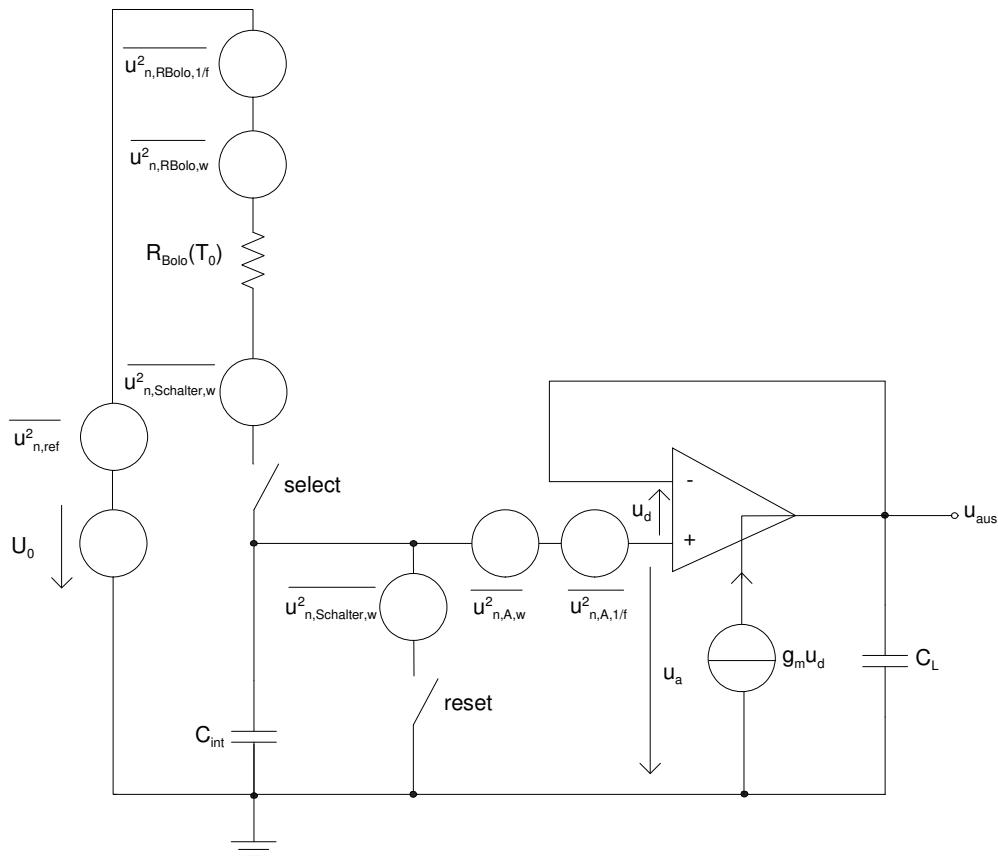


Abbildung 39: Ersatzschaltbild zur Aufladung eines Kondensators

Eine weitere zu untersuchende Möglichkeit zur Auslese eines Bolometers ist die Aufladung eines Kondensators über den Bolometerwiderstand nach Abbildung 39. Die Aufladung darf natürlich nicht vollständig erfolgen, sondern muss zu einem bestimmten Zeitpunkt abgebrochen werden, so dass ein aussagekräftiges Ergebnis gewonnen werden kann. Die Aufladung des Kondensators  $C_{\text{int}}$  mit der Spannung  $U_0$  durch den Widerstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  bei Schließen des Schalters select nach vorherigen Entladung mittels des Schalters reset erfolgt nach Gleichung (5.62).

$$u_{\text{aus}}(t) = U_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \right) \quad (5.62)$$

Nimmt man an, dass der Widerstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  konstant und die Kapazität bekannt sind, könnte zu jedem beliebigen Zeitpunkt auf den Wert des Widerstandes geschlossen werden. Die Auflösung wird durch das Rauschen begrenzt. Bei der Aufladung eines Kondensators erhält man unter Annahme eines weiß rauschenden Widerstands die Varianz der Spannung nach Gleichung (5.63) [15], welche eine zeitliche Abhängigkeit zeigt.

$$\overline{u_{n,\text{aus},w}^2}(t) = \frac{kT_0}{C_{\text{int}}} \left( 1 - e^{-\frac{2t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \right) \quad (5.63)$$

Zusätzlich verbleibt beim Reset eine konstante Ladung auf dem Kondensator  $C_{\text{int}}$ , die sich aus dem kTC-Rauschen ableitet. Als nächstes wird die Spannungsresponsivität bestimmt. Dabei wird die Eigenerwärmung vernachlässigt und angenommen, dass  $Q_{\text{ab}}$  gegen null geht.

$$R_U(t) = \frac{\delta u_a(t)}{\delta R_{\text{Bolo}}(T_0)} \frac{\delta R_{\text{Bolo}}(T_0)}{\delta Q_{\text{ab}}} \approx \frac{-U_0 t}{C_{\text{int}} \cdot R_{\text{Bolo}}^2(T_0)} e^{-\frac{t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} R_{\text{Bolo}}(T_0) \frac{\alpha}{g_{\text{Bolo}}} = \frac{-U_0 t}{C_{\text{int}} \cdot R_{\text{Bolo}}(T_0)} e^{-\frac{t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \frac{\alpha}{g_{\text{Bolo}}} \quad (5.64)$$

Gleichung (5.64) zeigt, dass die Responsivität ebenfalls eine zeitliche Abhängigkeit aufweist. Damit folgt für die NETD unter der Annahme, dass keine weiteren Rauschquellen enthalten sind

$$\begin{aligned} \text{NETD}(t) &= \frac{4 \cdot F_{\text{no}}^2}{\pi \cdot A_{\text{Bolo}} \cdot \varepsilon_{\text{Bolo}} \cdot \frac{dL_{\text{Str}}}{dT_{\text{Str}}}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{kT_0}{C_{\text{int}}} \left( 1 - e^{-\frac{2t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \right) + \frac{kT_0}{C_{\text{int}}}}}{\frac{U_0 \cdot t}{C_{\text{int}} \cdot R_{\text{Bolo}}(T_0)} e^{-\frac{t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \frac{\alpha}{g_{\text{Bolo}}}} \\ &= \frac{4 \cdot F_{\text{no}}^2}{\pi \cdot A_{\text{Bolo}} \cdot \varepsilon_{\text{Bolo}} \cdot \frac{dL_{\text{Str}}}{dT_{\text{Str}}}} \cdot \frac{g_{\text{Bolo}}}{|\alpha|} \cdot \frac{\sqrt{kT_0 C_{\text{int}} \left( 2 - e^{-\frac{2t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}} \right)}}{\frac{U_0 \cdot t}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} e^{-\frac{t}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}}}} \end{aligned} \quad (5.65)$$

Es soll nun untersucht werden, zu welchem Zeitpunkt  $t_{opt}$  das beste Ergebnis ermittelt werden kann. Der Eigenerwärmungseffekt wird dabei vernachlässigt. Um das Minimum zu bestimmen, wird Gleichung (5.65) abgeleitet und zu null gesetzt.

$$\frac{\delta NETD(t)}{\delta t} = \frac{4 \cdot F_{no}^2 \cdot R_{Bolo}(T_0) \cdot g_{Bolo} \sqrt{k T_0 C_{int}}}{U_0 \cdot \pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot |\alpha| \cdot \frac{dL}{dT_{Strahler}}} \cdot \frac{\delta \sqrt{2 - e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}}}{t \cdot e^{\frac{-t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}} \quad (5.66)$$

$$\begin{aligned} \frac{\delta NETD(t)}{\delta t} = Konst & \frac{e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}}{\sqrt{2 - e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}}} \cdot t \cdot R_{Bolo}(T_0)C_{int} \cdot e^{\frac{-t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}} - \frac{\sqrt{2 - e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}}}{t^2 \cdot e^{\frac{-t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}} + \\ & + \frac{\sqrt{2 - e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}}}}{t \cdot e^{\frac{-t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}} \cdot R_{Bolo}(T_0)C_{int}} = 0 \end{aligned}$$

mit

$$Konst = \frac{4 \cdot F_{no}^2 \cdot R_{Bolo}(T_0) \cdot g_{Bolo} \sqrt{k T_0 C_{int}}}{U_0 \cdot \pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot |\alpha| \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \quad (5.67)$$

Es gibt 2 verschiedene Lösungsmöglichkeiten:

$$t_{opt} = 0.5 \cdot (2 + W(-e^{-2})) \cdot R_{Bolo}(T_0)C_{int} \quad \text{Lösung 1} \quad (5.68)$$

$$t_{opt} = 0.5 \cdot (2 + W(-1, -e^{-2})) \cdot R_{Bolo}(T_0)C_{int} \quad \text{Lösung 2}$$

Nur die erste Lösung, welche die Lambertsche W-Funktion enthält, ist sinnvoll.

Mit

$$W(-e^{-2}) \approx -0.1586 \quad (5.69)$$

erhält man als günstigsten Auslesezeitpunkt

$$t_{opt} \approx R_{Bolo}(T_0)C_{int} = t_{Pixel} \quad (5.70)$$

Hinzu kommen noch weitere Rauschkomponenten, nämlich das 1/f-Rauschen des Bolometerwiderstandes und das weiße und das 1/f-Rauschen des OTAs.

Tabelle 10: Weitere Rauschquellen und Übertragungsfunktionen

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{u_{n,RBolo,1/f}^2}}{\Delta f} = U_0^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$u_{n,RBolo}(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ (Einfluss des OTAs vernachlässigt) $ H_{RBolo}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + j2\pi f R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right ^2$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) = u_a(t) \rightarrow u_{aus}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left  \frac{1}{1 + s\tau} \right ^2$

Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen des OTAs mit weißem Rauschen verursacht wird, wird nach Gleichung

(5.74) berechnet.

$$\overline{u_{n,OTA,w}^2} = \int_0^\infty 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_m} |H_{OTA}(f)|^2 df = 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L} \quad (5.71)$$

Beim 1/f-Rauschen des Bolometers wird als „worst case“ angenommen, dass die Spannung über dem Bolometer dauerhaft  $U_0$  ist. Die untere Grenzfrequenz  $f_1$  entspricht wieder dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit,  $f_2$  dem GBW des OTAs und  $f_3$  der 3dB-Grenzfrequenz der Reihenschaltung von Bolometerwiderstand und Kondensator  $C_{int}$ . Der am Ausgang des OTAs auftretende Rauschanteil, der ausschließlich durch die Rauschquellen mit 1/f-Rauschen verursacht wird, wird nach Gleichung (5.73) berechnet.

$$f_3 = \frac{1}{2\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} : \quad (5.72)$$

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,aus,1/f}^2} &= \int_{f_1}^{f_3} U_0^2 \frac{k_{fBolo}}{f} df + \int_{f_1}^{f_2} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} df \\ &= U_0^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi \tau_{Pixel}} \right). \end{aligned} \quad (5.73)$$

Als NETD erhält man

$$\begin{aligned}
NETD(t) &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\frac{kT_0}{C_{int}} \left( 1 - e^{\frac{-2t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}} \right) + \frac{kT_0}{C_{int}} + 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L} + U_0^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right)} \\
NETD|_{t=R_{Bolo}(T_0)C_{int}} &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\frac{1.87kT_0}{C_{int}} + 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L} + U_0^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right)} \\
&\approx \frac{4 \cdot 2.7 F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \varepsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\frac{1.87kT_0}{C_{int}} + 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L} + U_0^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi_{Pixel}} \right)} \cdot \left| \frac{U_0}{g_{Bolo}} \frac{\alpha}{g} \right|
\end{aligned} \tag{5.74}$$

## 5.9 Sigma-Delta-ADC

Der Trend bei Detektorarrays geht dahin, dass das Ausgangssignal bereits in digitaler Form vom Chip geliefert wird. Gewöhnlich werden die analogen Signale auf Chip-Level mittels eines Pipeline ADC gewandelt. Im weiteren Verlauf wird der Einsatz eines SDMs untersucht. Mit einem SDM lassen sich relativ leicht hohe Auflösungen erzielen, was in der folgenden Einführung kurz erläutert wird.

## 5.9.1 Modell des Quantisierers

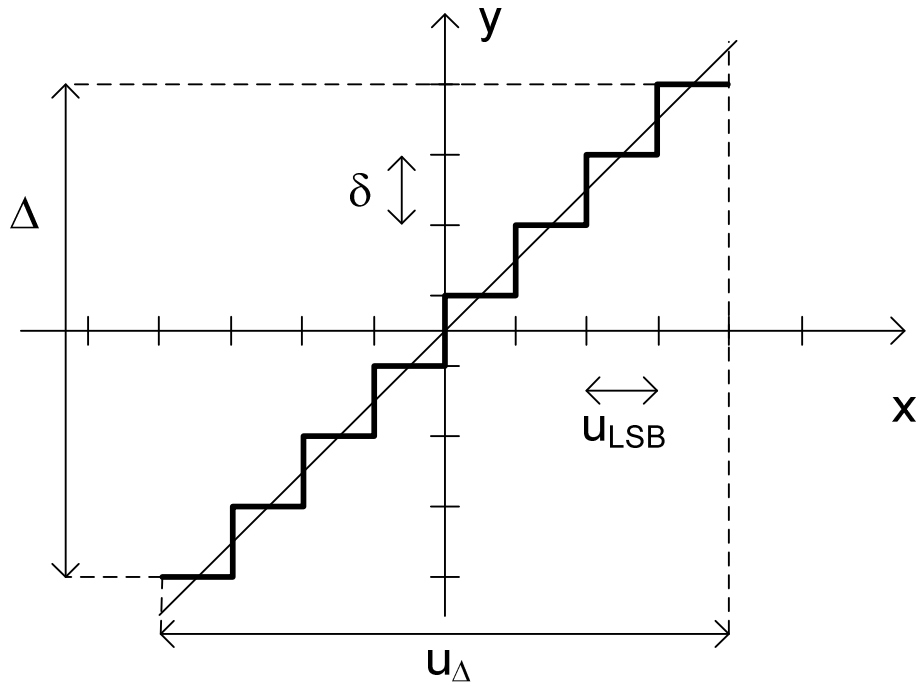


Abbildung 40: Transferfunktion eines 3-Bit Quantisierers (basiert auf [16])

Die in diesem Unterkapitel beschriebenen Grundlagen sind [16] entnommen. Die Leistungsfähigkeit eines AD-Wandlers wird direkt vom Quantisierer, der seinen Eingangshub  $\Delta$  auf  $2^N$  Ausgangslevel überträgt, beeinflusst [16]. Abbildung 40 (basiert auf [16]) zeigt die Transferfunktion eines 3-Bit-Quantisierers. Dieses Modell kann sowohl zur AD- als auch zur DA-Wandlung benutzt werden. Der Abstand  $\delta$  zwischen zwei benachbarten Ausgangspegeln unter der Annahme, dass alle Ausgangsstufen den gleichen Abstand haben, ist

$$\delta = \frac{\Delta}{2^N - 1} \quad [16]. \quad (5.75)$$

Dabei ist  $\Delta$  der maximale Aussteuerbereich (s. Abbildung 40 (basiert auf [16])). Der Abstand  $u_{\text{LSB}}$  zwischen zwei benachbarten Eingangsstufen, dem LSB, in Abhängigkeit der maximalen Eingangsamplitude  $u_{\Delta}$  beträgt

$$u_{\text{LSB}} = \frac{u_{\Delta}}{2^N}. \quad (5.76)$$

Die lineare Verstärkung des AD-Wandlers ist folgendermaßen definiert [16]:

$$G = \frac{\delta}{u_{\text{LSB}}} = \frac{2^N \Delta}{u_{\Delta} (2^N - 1)} \quad (5.77)$$

Der entstehende Quantisierungsfehler

$$e_Q = y - x \quad (5.78)$$

kann unter der Annahme, dass der Quantisierer als lineares System angesehen wird, als ein weißes Rauschsignal angesehen werden. Dabei darf das Eingangssignal den Eingangssignalebereich nicht überschreiten, welcher jedoch gut ausgenutzt werden sollte. Der Quantisierer sollte zudem viele Quantisierungsstufen  $2^N$  besitzen. In Abbildung 42 (basiert auf [16]) ist der Quantisierungsfehler in Abhängigkeit des Eingangssignals beispielhaft für einen 3-Bit-Quantisierer dargestellt. Der Prozess der Quantisierung kann linear modelliert werden (s. Abbildung 41 (basiert auf [16])). Die Wahrscheinlichkeitsdichte  $p_e(e_Q)$  nach Abbildung 43 ist im Intervall  $-\frac{\delta}{2} \leq e_Q \leq \frac{\delta}{2}$  konstant.

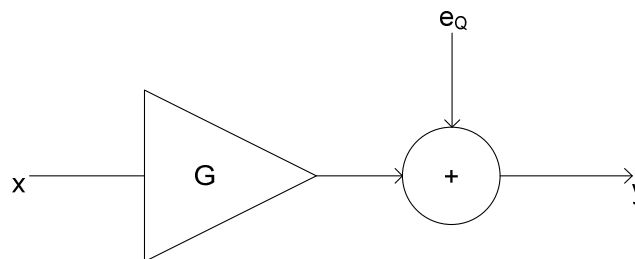


Abbildung 41: Lineares Modell eines Quantisierers (basiert auf [16])

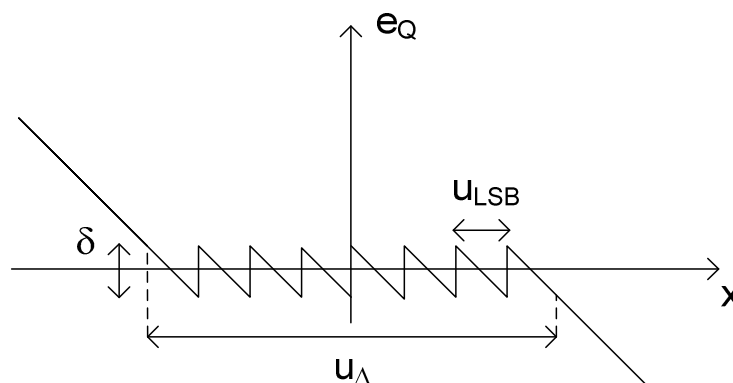


Abbildung 42: Quantisierungsfehler eines 3-Bit-Quantisierers (basiert auf [16])

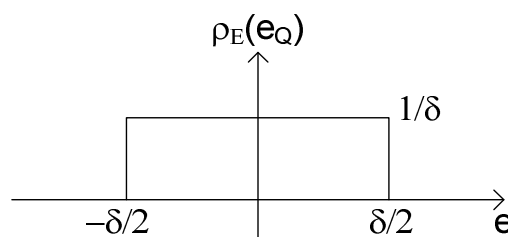


Abbildung 43: Amplituden-Verteilung des Quantisierungsfehlers (basiert auf [16])

Unter der Annahme, dass dieses Rauschen weiß ist, ergibt sich für die Rauschleistung [16]

$$\sigma_e^2 = \int_{-\infty}^{\infty} e_Q^2 \rho_E(e_Q) de_Q = \frac{\delta^2}{12}. \quad (5.79)$$

Das Spektrum des Quantisierungsrauschens bei der Abtastfrequenz  $f_s$  zeigt Abbildung 44 (basiert auf [16]) unter der Annahme, dass es sich um die Rauschleistungsdichte nach Gleichung (5.80) handelt.

$$N_Q(f) = \frac{\delta^2}{12} \cdot \frac{1}{f_s} \quad \text{für} \quad \frac{-f_s}{2} < f < \frac{f_s}{2}. \quad (5.80)$$

Für die mittlere Leistung  $S_S$  eines Sinustons mit maximaler Amplitude  $\frac{u_\Delta}{2\sqrt{2}}$  gilt

$$S_S = \left( \frac{u_\Delta}{2\sqrt{2}} \right)^2 = \frac{u_{LSB}^2}{8} (2^{2N}). \quad (5.81)$$

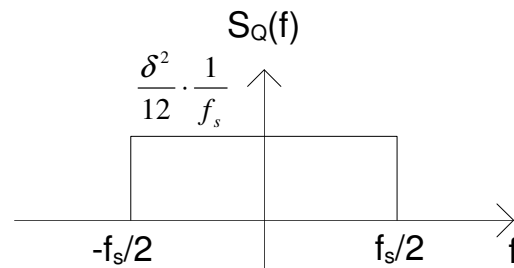


Abbildung 44: Rauschleistungsdichte (basiert auf [16])

Die auf den Eingang  $x$  bezogene Leistung des Quantisierungsrauschens ist dann

$$S_Q = \frac{\delta^2}{12G^2} = \frac{\delta^2}{12}. \quad (5.82)$$

Für den SNR gilt nach [16]

$$SNR = \frac{S_S}{S_Q} = \frac{3}{2} (2^{2N}) \quad (5.83)$$

oder in dB ausgedrückt

$$SNR = 1.76 + 6.02N. \quad (5.84)$$

### 5.9.2 Der Sigma-Delta-ADC

Der Sigma-Delta-ADC ist ein weit verbreiteter so genannter „Oversampling“-ADC. Die in diesem Unterkapitel zusammengefassten Grundlagen orientieren



sich an [16] und [17]. Der Sigma-Delta-ADC besteht aus zwei Komponenten, dem SDM und dem digitalen Dezimator. Zunächst wird der einfachste Modulator, der SDM 1. Ordnung mit einem 1 Bit-ADC als 1-Bit-Quantisierer vorgestellt (vgl. Abbildung 45 (basiert auf [16])). Ein 1 Bit-ADC kann durch einen Komparator realisiert werden. Das Ausgangssignal  $y[nT_s]$  ist entweder der digitale Zustand „0“ oder „1“ in Abhängigkeit des Signals  $v[nT_s]$  entsprechend Gleichung (5.85). Ein 1-Bit-DAC wandelt den digitalen Zustand für die Rückkopplung entweder in die positive oder negative Referenzspannung entsprechend Gleichung (5.86) um.

$$y[nT_s] = \begin{cases} 1, & v[nT_s] \geq 0 \\ 0, & v[nT_s] < 0 \end{cases} \quad (5.85)$$

$$q[nT_s] = \begin{cases} \frac{\Delta}{2}, & y[nT_s] = 1 \\ -\frac{\Delta}{2}, & y[nT_s] = 0 \end{cases} \quad (5.86)$$

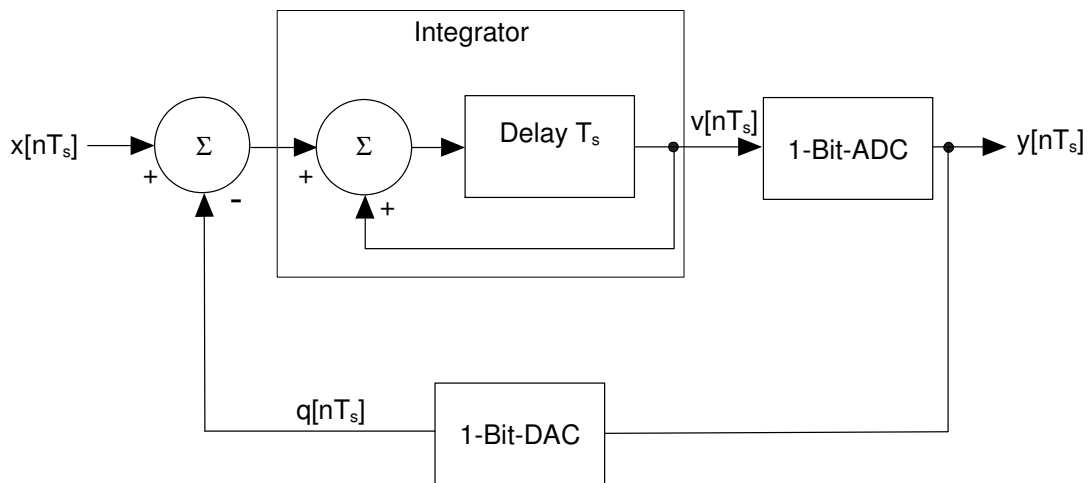


Abbildung 45: SDM 1. Ordnung mit 1-Bit-ADC als Quantisierer (basiert auf [17])

Das linearisierte zeitdiskrete Blockschaltbild für einen SDM 1. Ordnung mit einem 1-Bit-Quantisierer ist in Abbildung 46 (basiert auf [16]) dargestellt.

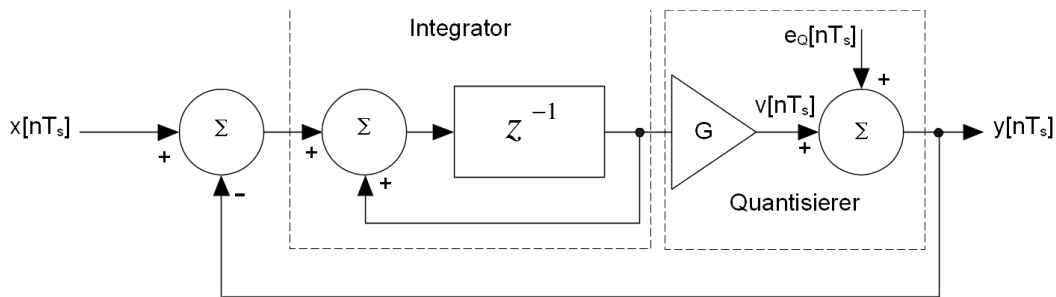


Abbildung 46: Linearisiertes Modell eines SDMs 1. Ordnung mit 1-Bit-Quantisierer (basiert auf [16])

Die Beziehung zwischen Eingang  $x$  und Ausgang  $y$  lautet mit  $G = 1$ :

$$y[nT_s] = x[(n-1)T_s] + e_Q[nT_s] - e_Q[(n-1)T_s], \quad (5.87)$$

Die Verwendung des 1-Bit-Quantisierers hat zur Folge, dass das Quantisierungsrauschen nicht weiß ist [16]. Die Folge sind das Auftreten von Sinus-Signalen im Ausgangssignal als Reaktion auf DC- und AC-Eingangssignale, welche mit dieser Analyse nicht vorhergesagt werden können. Die Annahme von weißem Rauschen hat sich trotzdem beim Entwickeln von SDMs in Kombination mit Computersimulationen als nützlich erwiesen. Für die Verstärkung  $G$  des Quantisierers wird „1“ angenommen. Das Ausgangssignal des Quantisierers wird vom Eingangssignal abgezogen, so dass der Integrator die Differenz zwischen Eingangssignal und quantisiertem Ausgangssignal akkumuliert. Abbildung 47 zeigt das Ausgangssignal  $y(t)=y[nT_s]$  bei einem Eingangssignal  $x(t)$ . Hierbei gibt der Quantisierer die positive bzw. negative Referenzspannung aus, welche als digitaler Zustand „0“ bzw. „1“ zu interpretieren ist. Es handelt sich beim Ausgangssignal um eine Pulsdichtemodulation. Wenn sich das Eingangssignal dem positiven oder negativen Referenzwert nähert, ist der Ausgang von positiven bzw. negativen Pulsen dominiert. Die Schwellenspannung des Quantisierers beträgt 0V.

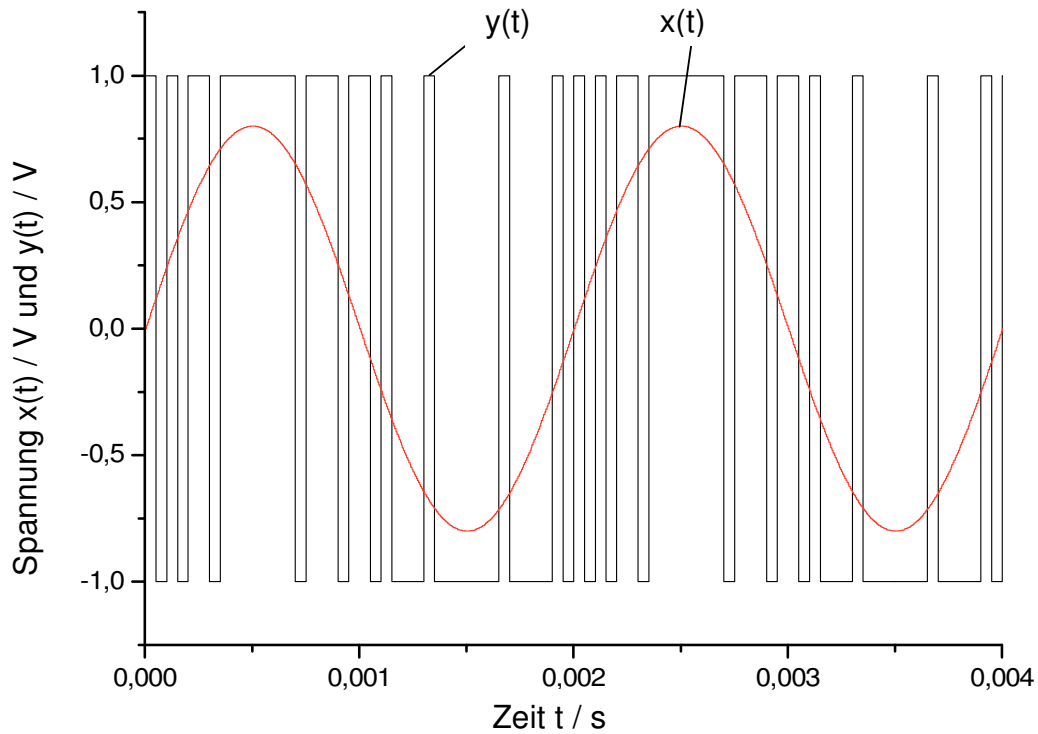


Abbildung 47: Eingangssignal und Ausgangssignal beim SDM 1. Ordnung

Transformiert man die Beziehung (5.87) in den z-Bereich erhält man

$$Y(z) = z^{-1}X(z) + (1 - z^{-1})E_Q(z). \quad (5.88)$$

Die Übertragungsfunktion für das System  $e_Q[nT_s] \rightarrow y[nT_s]$  ist demnach

$$H_Q(z) = \frac{Y(z)}{E_Q(z)} = 1 - z^{-1}. \quad (5.89)$$

Für die auf den Eingang bezogene Rauschleistungsdichte gilt nach [16]

$$\begin{aligned} N_Q(f) &= |H_Q(f)|^2 \frac{\Delta^2}{12} \cdot \frac{1}{f_s} = |H_Q(z)|^2_{z=e^{j2\pi f T_s}} \frac{\Delta^2}{12} \cdot \frac{1}{f_s} \\ &= (2 \sin(\pi f T_s))^2 \frac{\Delta^2}{12} \cdot \frac{1}{f_s}. \end{aligned} \quad (5.90)$$

Die Leistung für das Quantisierungsrauschen erhält man durch die Integration über die Signalbandbreite  $f_B = f_N/2$  mit der Nyquist-Frequenz  $f_N$ .

$$S_Q = \int_{-f_B}^{f_B} N_Q(f) df = \frac{\pi^2}{3} \frac{1}{M^3} \frac{\Delta^2}{12} \quad \text{mit } M = \frac{f_s}{f_N} [16] \quad (5.91)$$

M steht für die Überabtastrate, also das Verhältnis von Abtastfrequenz  $f_s$  zur Nyquist-Frequenz  $f_N$ . Mit der Näherung  $\sin(\pi f T_s) = \pi f T_s$  ergibt sich

$$SNR = \frac{S_s}{S_Q} = \frac{9M^3}{2\pi^2} [16]. \quad (5.92)$$

Der SNR erhöht sich bei einer Verdopplung von  $M$  um 9dB, was 1.5 Bit entspricht. Abbildung 48 zeigt die Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens. Der Anstieg der Rauschleistungsdichte mit zunehmender Frequenz ist 20 dB/Dekade. Dieses Verhalten wird Rauschformung genannt. Der Vorteil des SDMs ist, dass das Quantisierungsrauschen zu höheren Frequenzen verschoben wird und durch anschließende Dezimationsfilter relativ leicht eliminiert werden kann. Die Anforderungen an einzelne Komponenten bei „Oversampling“-ADCs sind wesentlich geringer als bei Nyquist-ADCs. Geringere Genauigkeit der einzelnen Schaltungs-komponenten wird bei gleicher resultierender Datenrate gegen höhere Abtastraten getauscht.

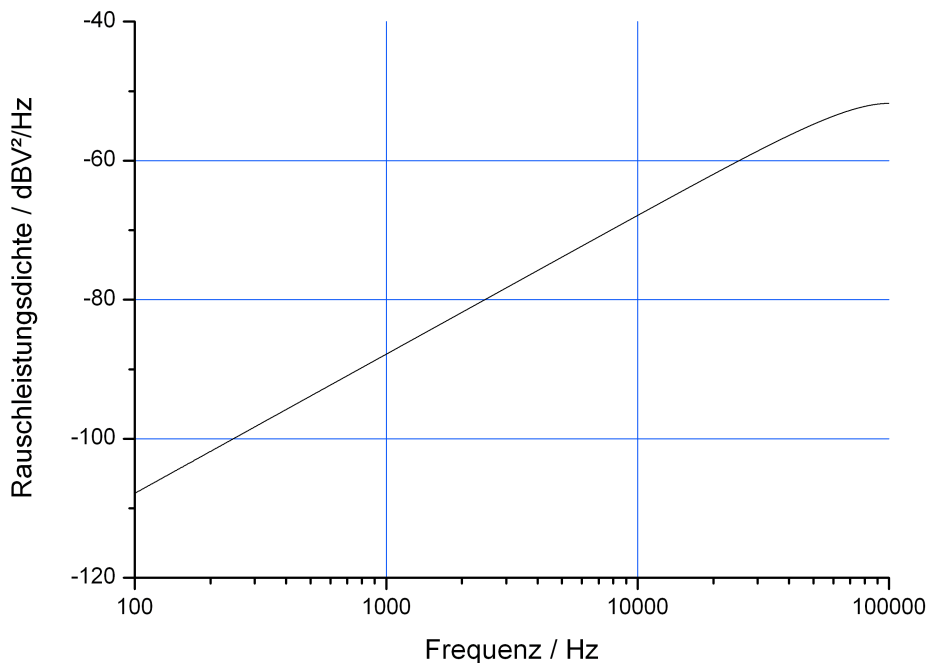


Abbildung 48: Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens beim SDM 1. Ordnung ( $f_s = 200$  kHz,  $\Delta = 2$  V)

Beim SDM 2. Ordnung wird einfach ein weiterer Integrator im Vorwärtszweig platziert (s. Abbildung 49 (basiert auf [16])). Je höher die Ordnung des SDMs, desto besser ist die Rauschformung. Die Ableitung für einen Modulator 2.

Ordnung ist ähnlich. Die Übertragungsfunktion des Systems  $e_Q[nT_s] \rightarrow y[nT_s]$  ist nun

$$H_Q(z) = \frac{Y(z)}{Q(z)} = (1 - z^{-1})^2. \quad (5.93)$$

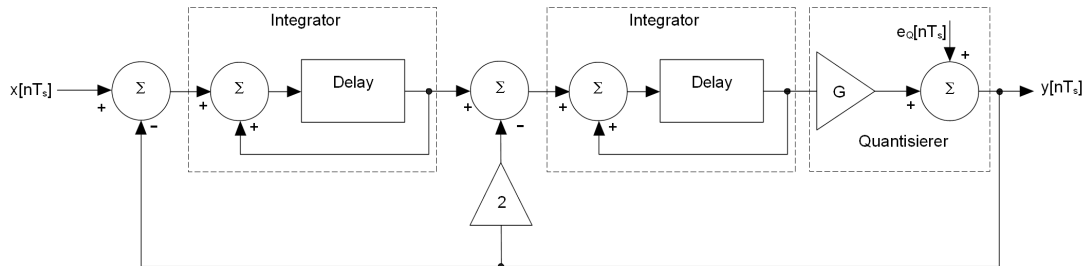


Abbildung 49: Blockschaltbild eines SDMs 2. Ordnung (basiert auf [16])

Für einen 1-Bit SDM 2. Ordnung nach Abbildung 49 (basiert auf [16]) ergibt sich nach [16] ein SNR von

$$SNR = \frac{S_s}{S_Q} = \frac{15M^5}{2\pi^4}. \quad (5.94)$$

Hier erhöht sich der SNR bei einer Verdopplung von  $M$  um 15dB, also ca. 2.5 Bit und das Quantisierungsrauschen wird mit 40 dB/Dekade geformt. Abbildung 50 zeigt die Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschen beim SDM 2. Ordnung.

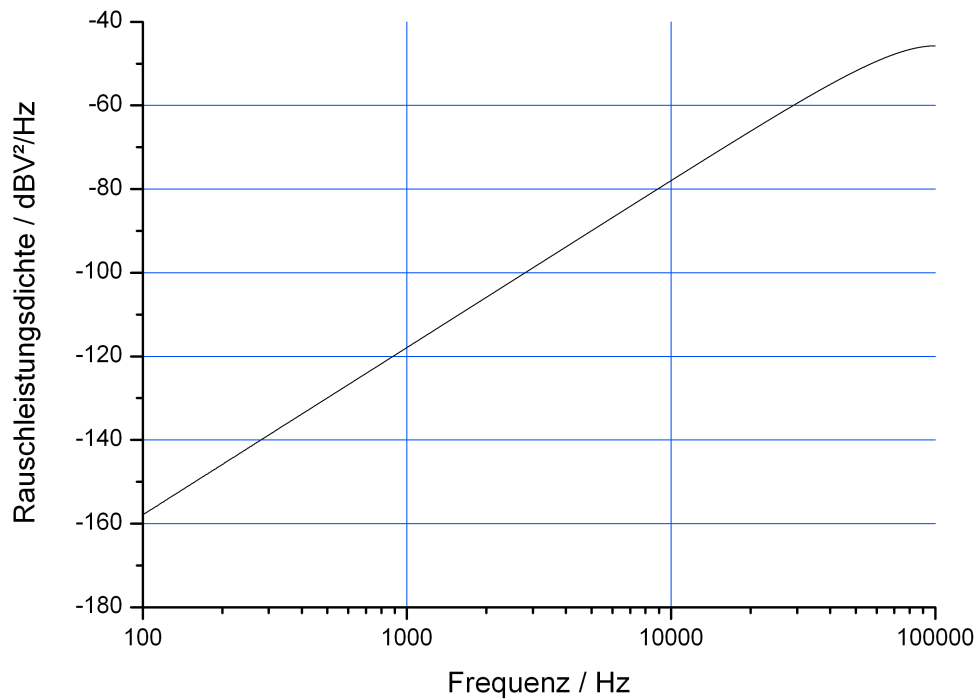


Abbildung 50: Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens beim SDM 2. Ordnung ( $f_s = 200$  kHz,  $\Delta = 2$  V)

Es ist üblich das Signal zu skalieren, um die Anforderungen bezüglich des Ausgangshubs der Integratoren zu reduzieren. Abbildung 51 (basiert auf [16]) zeigt ein allgemeines Modell, in dem die Verstärkungen mittels so genannter Skalierungskoeffizienten für jeden Integratoreingang separat festgelegt werden können. Folgende Bedingung muss dabei erfüllt sein:

$$\frac{b_2}{b_1 a_2} = 2 \quad (5.95)$$

Die Verstärkung des Quantisierers  $G$  berechnet sich dann folgendermaßen

$$G = \frac{1}{b_1 a_2} \quad (5.96)$$

Über das Verhältnis von  $a_1$  und  $b_1$  kann das Eingangssignal zusätzlich relativ zum Ausgangshub des Quantisierers skaliert werden. Es ist natürlich auch möglich, dass  $a_1 = b_1$  und  $a_2 = b_2$ .

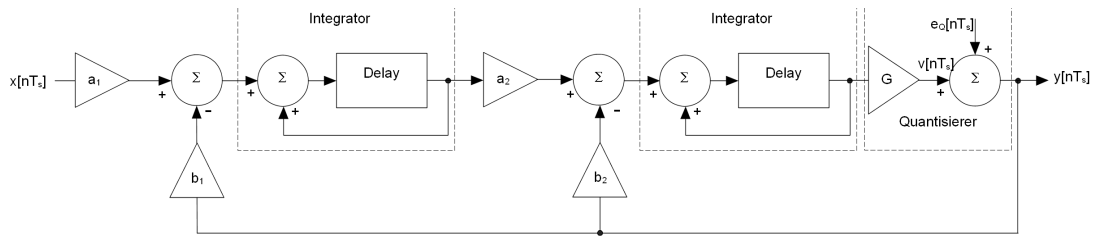


Abbildung 51: Zeitdiskretes Blockschaltbild eines SDM 2. Ordnung (basiert auf [16])

### 5.9.3 Realisierungsmöglichkeiten von SDMs

Ein SDM kann zeitdiskret oder zeitkontinuierlich realisiert werden. In diesem Abschnitt sollen einige mögliche Schaltungen vorgestellt werden.

Dargestellt in Abbildung 52 ist die klassische zeitdiskrete Realisierung eines 1-Bit-SDMs 1. Ordnung, welcher die über dem Bolometer anliegende Spannung

$$U_{Bolo} = I_{Bias} R_{Bolo}(T_0) \quad (5.97)$$

abtastet. Dabei wird dem Bolometer ein konstanter Strom  $I_{Bias}$  eingeprägt. Durch einen Buffer ist der Bolometerkreis vom SDM getrennt, um eine vollständige Aufladung des Abtastkondensators  $C_{sample}$  bei höheren Abtastfrequenzen zu gewährleisten. Aufgrund der hohen Zeitkonstante, verursacht durch den Bolometerwiderstand und den Abtastkondensator, ist dies ohne Buffer möglicherweise nicht zu gewährleisten. Die Rückkopplung erfolgt über den Kondensator  $C_{rück}$ . Für  $C_{rück} = C_{sample}$  ist die Übertragungsfunktion vom Eingang des Modulators, was hier dem Ausgang des Buffers entspricht, zum Ausgang Y

$$H(z) = z^{-1}. \quad (5.98)$$

Für DC-Werte mit  $z = 1$  erhält man

$$H(1) = 1 \quad (5.99)$$

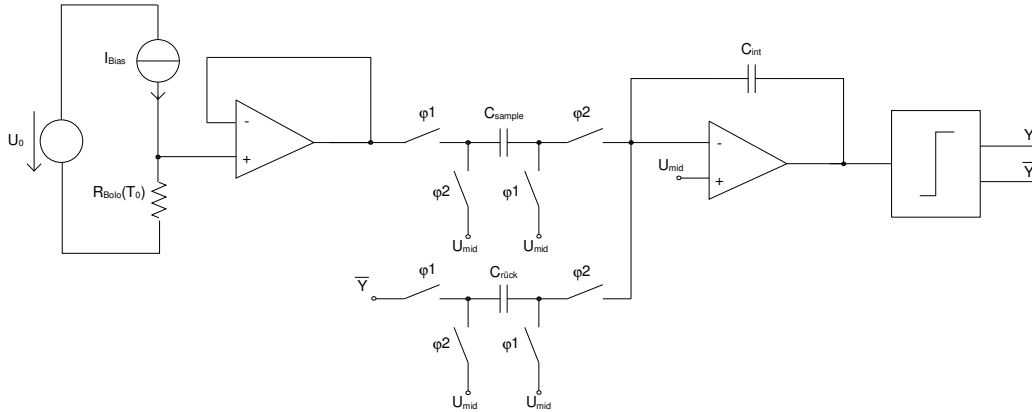


Abbildung 52: 1-Bit-SDM 1. Ordnung (zeitdiskret)

Dargestellt ist in Abbildung 53 eine zeitkontinuierliche Realisierung eines 1-Bit-SDMs 1. Ordnung. Die Rückkopplung erfolgt über den Transistor M1. Der vor das Gate dieses Transistors geschaltete Tiefpassfilter bestehend aus dem Widerstand R und dem Kondensator C soll dafür sorgen, dass durch den Transistor M1 der arithmetische Mittelwert des Bolometerstromes fließt. Somit ist es nicht nötig den kompletten Bolometerstrom aufzuintegrieren.

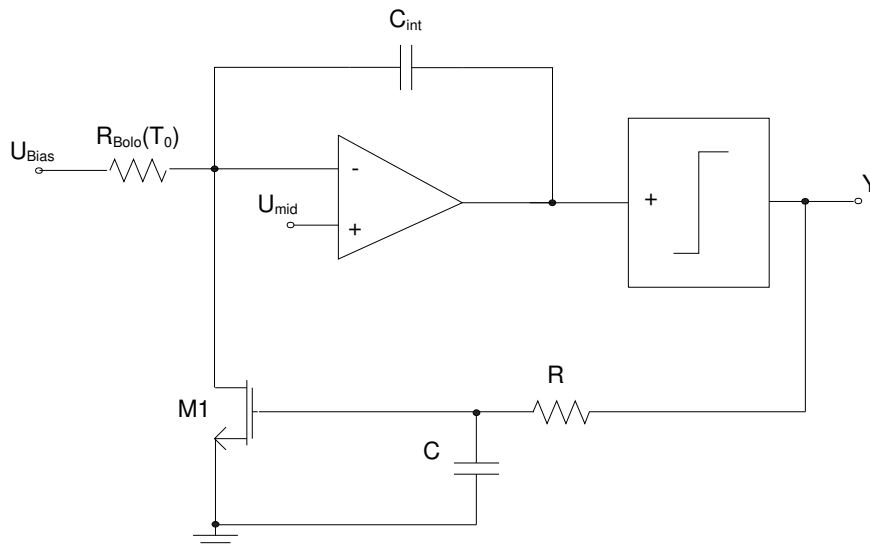


Abbildung 53: 1-Bit-SDM 1. Ordnung (zeitkontinuierlich)

Die Laplace-Transformierte  $Y(s)$  errechnet sich unter Vernachlässigung des RC-Tiefpasses folgendermaßen

$$Y(s) = \frac{U_{Bias} - U_{mid} + e_Q}{1 + s \frac{C_{int}}{g_{mM1}}} \frac{s C_{int} R_{Bolo}(T_0)}{g_{mM1} R_{Bolo}(T_0)} \quad (5.100)$$



$e_Q$  ist hier wieder der Quantisierungsfehler. Die Spannung  $Y$  beträgt für  $s \rightarrow 0$ :

$$Y(0) = \frac{U_{Bias}}{g_{mM1} R_{Bolo}(T_0)} \quad (5.101)$$

Abbildung 54 zeigt einen zeitkontinuierlichen SDM 2. Ordnung. Der erste Integrator ist analog zu der Variante dargestellt in Abbildung 53. Der Tiefpass am Gate des Transistors M1 dient auch hier dazu, diesen Transistor so anzusteuern, dass sich der arithmetische Mittelwert des Drainstromes auf den Bolometerstrom einstellt, so dass dieser nicht im Integrator mit aufintegriert werden muss. Der Transistor M2 des Tiefpasses ist als Widerstand verschaltet. Dies gilt auch für den Transistor M3, welcher die Spannung am Ausgang des ersten Integrators in einen Strom wandelt, welcher vom zweiten Integrator wieder aufintegriert werden kann. Der Transistor M4 dient der Rückkopplung für den zweiten Integrator. Die Spannung  $Y$  errechnet sich unter Vernachlässigung der Tiefpässe M4, C1 und M5, C2 folgendermaßen

$$Y(s) = \frac{U_{Bias} - U_{mid} + e_Q^2 s^2 C_{int1} C_{int2} \frac{R_{Bolo}(T_0)}{g_{mM2}}}{1 + s \frac{C_{int1} g_{mM3}}{g_{mM2}} + s^2 \frac{C_{int1} C_{int2}}{g_{mM1} g_{mM2}}} \cdot \frac{1}{g_{mM1} R_{Bolo}(T_0)} \quad (5.102)$$

Als DC-Wert mit  $s \rightarrow 0$  erhält man

$$Y(0) = \frac{U_{Bias} - U_{mid}}{g_{mM1} R_{Bolo}(T_0)} \quad (5.103)$$

Der Grund für die Verwendung von Transistoren als Widerstand ist, dass so hochohmige Widerstände relativ Platz sparend nachgebildet werden können. Die Einstellung des Widerstandswertes ist jedoch äußerst ungenau und der Widerstandswert schwankt je nach Arbeitspunkt.

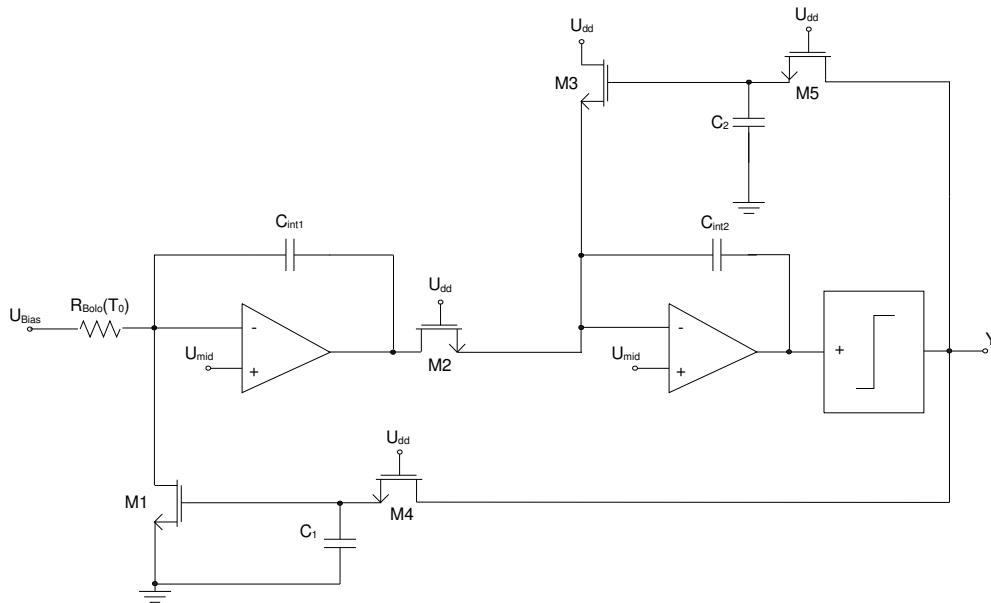


Abbildung 54: 1-Bit-SDM 2. Ordnung (zeitkontinuierlich)

In Abbildung 55 ist ein 1-Bit-SDM 2. Ordnung dargestellt, welcher den Bolometerstrom im ersten Integrator zeitkontinuierlich aufintegriert. Die Rückkopplung zum ersten Integrator erfolgt allerdings zeitdiskret. Eine zeitdiskret arbeitende Stromquelle bestehend aus dem Kondensator  $C_{\text{off}}$  und insgesamt 4 Schaltern, welche von einem nichtüberlappenden Zweiphasentakt  $\phi_3$  bzw.  $\phi_4$  angesteuert werden, zieht einen Großteil des Bolometerstromes ab, so dass die Dynamikanforderung an den SDM reduziert wird. Dieser Takt weist eine höhere Frequenz auf als der nicht überlappende Zweiphasenabtasttakt  $\phi_1$  und  $\phi_2$ . Der zweite Integrator ist komplett zeitdiskret realisiert. Eine genauere Analyse findet sich in Kapitel 7.

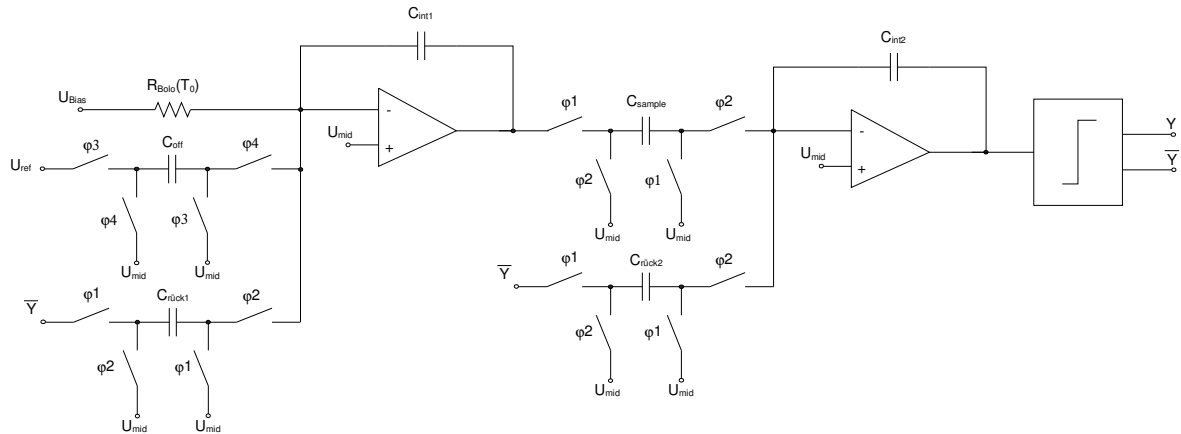


Abbildung 55: SDM 2. Ordnung (zeitdiskret mit kontinuierlicher Integration des Bolometerstromes)

#### 5.9.4 Vergleich von zeitdiskretem und zeitkontinuierlichem SDM

SDMs waren in der Vergangenheit in den meisten Fällen zeitdiskret aufgebaut. Inzwischen sind auch zeitkontinuierliche Modulatoren weit verbreitet und werden den zeitdiskreten immer mehr vorgezogen [19]. Zeitkontinuierliche Modulatoren bieten neben einigen Nachteilen auch zahlreiche Vorteile. Nachteilig ist z.B. die Anfälligkeit gegenüber Clockjitter, gegenüber dem so genannten „Excess Loop Delay“ und der Form des Rückkopplsignals des DACs [19,45]. Von Vorteil sind die moderateren Anforderungen an die OTAs bezüglich GBW und der Stromanstiegsgeschwindigkeit, der Verzicht auf Antialiasing-Filter am Eingang, höheren mögliche Abtastraten, geringerer Leistungsverbrauch bei gleicher Abtastrate und geringere Störungen anderer Baugruppen durch Stromspitzen bei Schaltvorgängen. Das Matching der Koeffizienten ist bei zeitdiskreten Modulatoren besser, da die Koeffizienten über Kapazitätsverhältnisse eingestellt werden können. Die Lasten sind hier ausschließlich kapazitiv.

#### 5.9.5 Dezimation des Ausgangssignals des SDMs

Aufgrund der Überabtastung ist die Datenrate am Ausgang des Quantisierers sehr hoch. Eine Dezimation, welche einer Unterabtastung entspricht, ist daher unerlässlich. Zuvor muss aber eine Tiefpassfilterung durchgeführt werden, da sonst hochfrequente Rauschanteile ins Basisband gemischt werden. Ein einfach zu realisierendes Tiefpassfilter ist ein SINC-Filter, welches auch COMB-

Filter genannt wird. Der Grund für die einfache Realisierbarkeit ist, dass es ohne Multiplizierer auskommt. Es besteht im Falle der 1. Ordnung aus einem Integrator und einem Differenzierer. Dazwischen findet die Unterabtastung statt. Die allgemeine Übertragungsfunktion eines SINC-Filters mit der Ordnung  $O$  und dem Dezimationsfaktor  $Dez$  lautet nach [17]:

$$H(z) = \left( \frac{1 - z^{Dez}}{1 - z^{-1}} \right)^O. \quad (5.104)$$

Dabei ist der Dezimationsfaktor  $Dez$  als Verhältnis von Abtastfrequenz  $f_s$  und reduzierter Datenrate  $f_d$  definiert.  $T_d$  ist der Kehrwert von  $f_d$ .

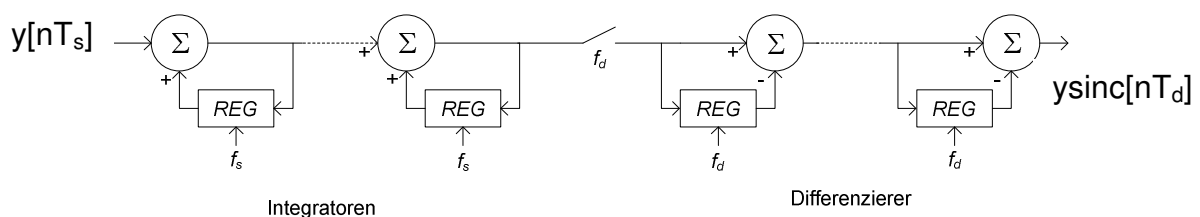


Abbildung 56: Aufbau eines SINC-Filters (basiert auf [17])

Wie in Abbildung 56 zu sehen ist, kann die Übertragungsfunktion nach Gleichung (5.104) in einen Teil mit  $O$  Integratoren und einen Teil mit  $O$  Differenzierern zerlegt werden. Die Integratoren laufen mit der Abtastfrequenz  $f_s$ . Hinter den Integratoren findet die Unterabtastung mit der Abtastfrequenz  $f_d$  statt. Es folgen die Differenzierer, die dann mit der reduzierten Frequenz arbeiten. Diese Trennung hat den Vorteil, dass es möglich ist, den ersten Teil des Filters on-Chip zu realisieren und den zweiten Teil in einen FPGA zu verlegen. Der Datenstrom wird nur noch mit der durch den Dezimationsfaktor geteilten Abtastfrequenz nach außen übertragen. Dafür ist allerdings die Wortbreite angestiegen.

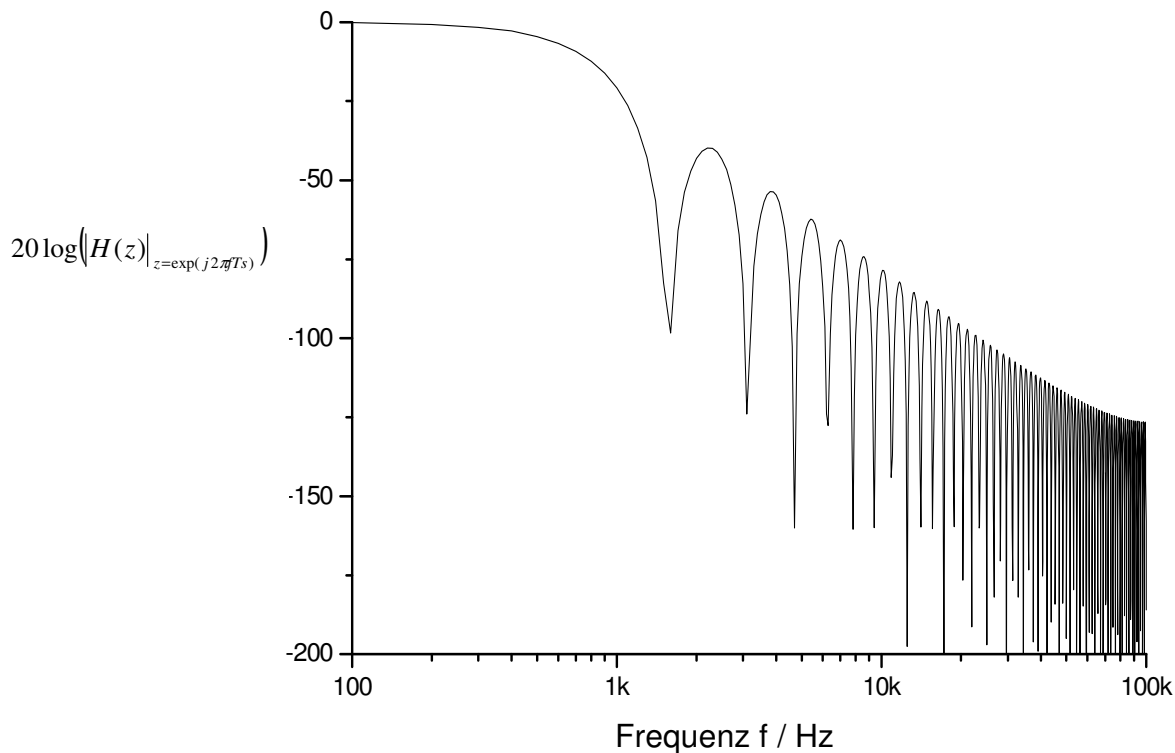


Abbildung 57: Übertragungsfunktion eines SINC-Filters 3. Ordnung  
( $f_s = 200$  kHz, Dez = 128, O = 3)

Abbildung 57 zeigt die Übertragungsfunktion nach Gleichung (5.104) mit  $O = 3$  und Dez = 128, welche in den Frequenzbereich durch Setzen von  $z = e^{2\pi fTs}$  transformiert wurde. Die Wortbreite der Register müssen sehr groß sein, um zu verhindern, dass sie überlaufen. Es sei denn, es wird die Modulo-Arithmetik angewendet. Dann reicht es aus, wenn jede Stufe eine hinreichende Anzahl an Bits aufweist. Ein Überlaufen ist nun erlaubt und beeinflusst nicht den Ausgang des Filters. Die benötigte minimale Wortbreite  $B$  berechnet sich für ein 1-Bit Eingangswort nach [17]:

$$B = O \cdot \log_2(\text{Dez}) + 1. \quad (5.105)$$

Zum Einschwingzeit benötigt ein SINC-Filter  $O$  Datenwörter am Ausgang [50]. Dies bedeutet

$$t_{\text{settle}} = \frac{\text{Dez}}{O \cdot f_s}. \quad (5.106)$$

Bei konventionellen Anwendungen wie. z. B. Umsetzern im Audio-Bereich ist es üblich, dem SINC-Filter ein Finite Impulse Response- oder Infinite Impulse Response(IIR)-Filter anzuschließen.

### 5.9.6 Sigma-Delta-Modulator 1. Ordnung

Dargestellt in Abbildung 58 ist ein zeitkontinuierlicher SDM 1. Ordnung. Der zeitkontinuierliche SDM ist hinsichtlich seiner Wirkungsweise übereinstimmend mit einem zeitdiskreten SDM. Die Eingangsspannung  $U_{\text{Bias}}$  ist konstant und liegt am Bolometer an. Der Bolometerstrom  $I_{\text{Bolo}}$  errechnet sich aus dem Quotienten von Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  und dem Bolometerwiderstand  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$ . Der Rückkoppelstrom  $I_{\text{rück}}$  berechnet sich aus der positiven oder negativen Spannungsreferenz  $Y_{\text{max}}$  bzw.  $Y_{\text{min}}$  dividiert durch den Rückkoppelwiderstand  $R_{\text{rück}}$ . Dieser kann gleich dem Bolometerwiderstand sein. Der Rückkoppelstrom muss allerdings größer sein als der maximale Bolometerstrom, d.h. die Referenzspannung am Quantisierer muss größer sein als die Spannung  $U_{\text{Bias}}$  (bei  $R_{\text{Bolo}}=R_{\text{rück}}$ ). Liegt der Bolometerstrom zu nahe am maximalen Rückkoppelstrom steigt das Quantisierungsrauschen stark an. Es ist für eine ausreichende Stromreserve zu sorgen. Die Ausgangsspannung  $Y(s)$  nach Abbildung 58 kann nach Gleichung (5.107) berechnet werden. **Die Spannungen  $U_{n,x}(s)$  sind fiktive Spannungen im Laplace-Bereich für die eigentlichen Rauschspannungen. Diese fiktiven Spannungen werden hier verwendet, um die Rauschübertragungs-funktion bestimmen zu können.**

$$Y(s) = U_{n,Q}(s) + G \cdot u^* = U_{n,Q}(s) + \frac{G \cdot i_c}{sC_{\text{int}}} \quad (5.107)$$

$$= \frac{\left( (U_{\text{Bias}} - U_{n,\text{RBolo}}(s)) \frac{R_{\text{rück}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} + U_{n,A}(s) \frac{R_{\text{Bolo}}(T_0) + R_{\text{rück}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} + U_{n,\text{Rück}}(s) + U_{n,Q}(s) \frac{sC_{\text{int}} R_{\text{rück}}}{G} \right)}{1 + \frac{sC_{\text{int}} R_{\text{rück}}}{G}}$$

Dabei gelten folgende Abkürzungen:

$$U_{n,A}(s) = U_{n,A,w}(s) + U_{n,A,l/f}(s), \quad (5.108)$$

$$U_{n,\text{RBolo}}(s) = U_{n,\text{RBolo,w}}(s) + U_{n,\text{RBolo,l/f}}(s), \quad (5.109)$$

$$U_{n,\text{Rück}}(s) = U_{n,\text{Rück,w}}(s). \quad (5.110)$$

Mit

$$Y(s) = \frac{I_{\text{in,eq,n}}(s) R_{\text{rück}}}{1 + \frac{sC_{\text{int}} R_{\text{rück}}}{G}} \quad (5.111)$$

folgt für den äquivalenten Eingangsrauschstrom

$$I_{\text{in,eq,n}}(s) = \left( \frac{-U_{n,\text{RBolo}}(s)}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} + \frac{U_{n,A}(s)}{R_{\text{rück}}} \left( 1 + \frac{R_{\text{rück}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} \right) + \frac{U_{n,\text{Rück}}(s)}{R_{\text{rück}}} + U_{n,Q}(s) \frac{sC_{\text{int}}}{G} \right). \quad (5.112)$$

Daraus lassen sich die Übertragungsfunktionen für die entsprechenden Eingänge ableiten. Es muss nun der Wert für die lineare Verstärkung  $G$

bestimmt werden. Dazu wird die Signalübertragungsfunktion zum Ausgang aus (5.107) verwendet.

$$H_{Signal,U}(s) = \frac{\frac{R_{rück}}{R_{Bolo}(T_0)}}{1 + \frac{sC_{int}R_{rück}}{G}} \quad (5.113)$$

Mittels der Vorwärts-Euler-Transformation durch Substitution von  $f_s/s \rightarrow 1/(z-1)$  kann diese Übertragungsfunktion in den z-Bereich transformiert werden.

$$H_{Signal,U}(z) = \frac{\frac{R_{rück}}{R_{Bolo}(T_0)} z^{-1}}{z^{-1} + (1 - z^{-1}) \frac{f_s C_{int} R_{rück}}{G}} \quad (5.114)$$

Um eine „1“-Verstärkung zum Ausgang zu haben, d.h.

$$H_{Signal,U}(z) = \frac{R_{rück}}{R_{Bolo}(T_0)} z^{-1}, \quad (5.115)$$

folgt

$$R_{rück} = R_{Bolo}(T_0) \quad (5.116)$$

und

$$G = f_s C_{int} R_{rück} \cdot \quad (5.117)$$

Die Übertragungsfunktion des Quantisierungsrauschens bezogen auf den äquivalenten Eingangsstrom  $I_{Bolo}$

$$H_{Q,I}(s) = \frac{sC_{int}R_{rück}}{GR_{rück}} \quad (5.118)$$

transformiert in den z-Bereich ergibt nun

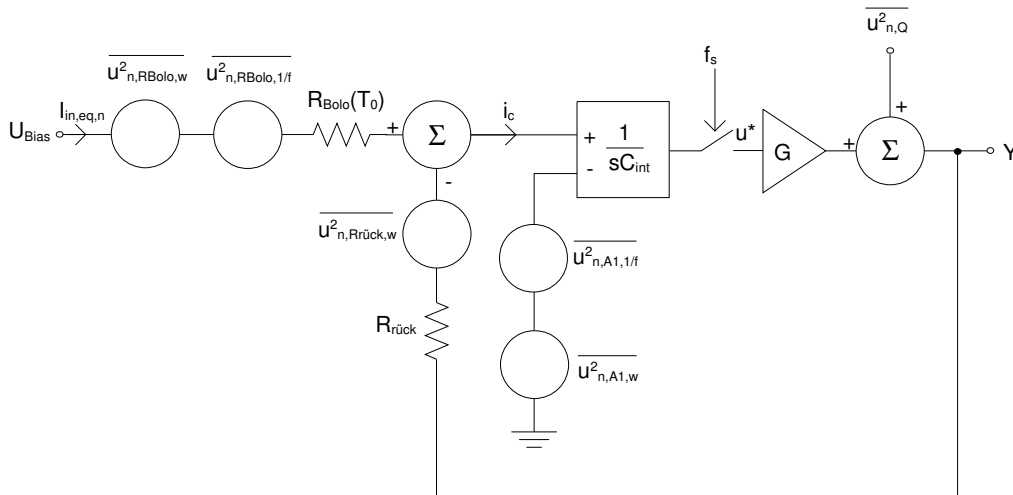
$$H_{Q,I}(z) = \frac{z-1}{R_{rück}} \cdot \quad (5.119)$$

Die Übertragungsfunktion des Quantisierungsrauschens auf den Ausgang ergibt

$$H_{Q,U}(z) = z - 1 \cdot \quad (5.120)$$

Daran sieht man, dass der zeitkontinuierliche SDM zur zeitdiskreten Variante äquivalent ist. Das Quadrat des äquivalenten Eingangsstromes wird somit beschrieben durch

$$\overline{I_{in,eq,n}^2}(z) = \left( \frac{\overline{U_{n,RBolo}^2}(z)}{R_{Bolo}^2(T_0)} + \overline{U_{n,A}^2}(z) \left( \frac{1}{R_{Bolo}^2(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}^2} \right) + \frac{\overline{U_{n,Rrück}^2}(z)}{R_{rück}^2} + \overline{U_{n,Q}^2}(z) \frac{(1 - z^{-1})^2}{R_{rück}^2} \right) \cdot \quad (5.121)$$



Abbildungung 58: Blockschaltbild des zeitkontinuierlichen SDMs 1. Ordnung

Die Rauschquellen und deren Übertragungsfunktionen sind in Tabelle 11 aufgeführt. Der auf den Eingang bezogene Rauschstrom berechnet sich für das weiße und 1/f-Rauschen nach Gleichung (5.122) bzw. (5.123). Der äquivalente Eingangsrauschstrom geht mit „1“-Verstärkung zum Ausgang durch und gelangt so zum Dezimationsfilter. Dabei muss die Voraussetzung erfüllt sein, dass das nachgeschaltete Dezimationsfilter mindestens die Ordnungszahl  $O = 2$  aufweist, da ansonsten bei einem Dezimationsfilter 1. Ordnung, welches einen Abfall von -20 dB/Dekade aufweist, gerade einmal der Anstieg des Quantisierungsrauschens ausgeglichen wird. Da das Quantisierungsrauschen gegenüber anderen Rauschquellen vernachlässigbar klein sein muss, braucht es in der Berechnung nicht berücksichtigt werden.



Tabelle 11: Rauschquellen und deren Rauschleistungsdichten

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}(T_0)$	$\frac{\overline{i_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f}$	$i_{n,RBolo}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{int1}(f) ^2 = 1$
$R_{rück}$	$\frac{\overline{i_{n,Rrück}^2}}{\Delta f} = \frac{4kT_0}{R_{rück}}$	$i_{n,Rrück}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{int2}(f) ^2 = 1$
OTA	$\frac{\overline{u_{n,A}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{OTA}(f) ^2 = \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2$
Quantisierungs- rauschen für SDM 1. Ordnung	$\frac{\overline{u_{n,Q}^2}}{\Delta f} = \frac{\Delta^2}{12f_s}$	$u_{n,Q}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_Q(f) ^2 =  H_{Q,I}(z) ^2_{z=e^{j2\pi\frac{f}{f_s}}}$ $= \left( 2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right) \right)^2 \frac{1}{R_{rück}^2}$ $\approx \left( 2 \frac{\pi f}{f_s} \right)^2 \frac{1}{R_{rück}^2}$

$$\begin{aligned}
 \overline{i_{n,aus,sinc,w}^2} &\approx \int_0^{NBW} \left( \frac{\overline{i_{n,RBolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{i_{n,Rrück,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,OTA,w}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 \right) df & (5.122) \\
 &= \int_0^{NBW} \left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{rück}} + 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) df \\
 &= \left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{rück}} + 2 \frac{4KkT_0n\gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) NBW
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\overline{i_{n,aus,sinc,1/f}^2} &\approx \int_{f_1}^{NBW} \left( \frac{\overline{i_{n,RBolo,1/f}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,OTA,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA}(f)|^2 \right) df \\
&\approx \int_{f_1}^{NBW} \left( \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) df \\
&\approx \left( \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{R_{Bolo}^2(T_0)} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) \ln(NBW t_{shutter})
\end{aligned} \tag{5.123}$$

Dabei entspricht  $f_1$  dem Kehrwert der vierfachen Shutterzeit  $t_{shutter}$ . Die Rauschbandbreite NBW des Dezimationsfilters wird als obere Grenzfrequenz angenommen, da die 3dB-Grenzfrequenz nicht bekannt ist. Das 1/f-Rauschen wird dadurch etwas überschätzt. Für einen SINC-Filter der Ordnung  $O = 2$  wird die äquivalente Rauschbandbreite wie folgt geschätzt:

$$NBW = \int_0^{\frac{f}{2}} \left| \frac{\sin\left(\pi Dez \frac{f}{f_s}\right)}{Dez \sin\left(\pi \frac{f}{f_s}\right)} \right|^2 df \approx \frac{2}{3t_{Pixel}}. \tag{5.124}$$

Dabei wurde der Dezimationsfaktor  $Dez$  aus der gegebenen Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  ermittelt, so dass ein Einschwingen gewährleistet ist. Es gilt

$$Dez = \frac{t_{Pixel} f_s}{2} \tag{5.125}$$

Somit erhält man als NETD

$$\begin{aligned}
NETD &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{\sqrt{\overline{i_{n,aus,sinc,w}^2} + \overline{i_{n,aus,sinc,1/f}^2}}}{R_I} \\
&= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{\sqrt{\left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{rück}} + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) \frac{2}{3t_{Pixel}} + \left( \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{R_{Bolo}^2(T_0)} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück}} \right)^2 \right) \ln\left(\frac{2 \cdot 4t_{shutter}}{3t_{Pixel}}\right)}}{\left| \frac{-U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo}} \right|}
\end{aligned} \tag{5.126}$$

### 5.9.7 Sigma-Delta-Modulator 2. Ordnung

Dargestellt in Abbildung 59 ist ein zeitkontinuierlicher SDM 2. Ordnung. Für die Ausgangsspannung  $Y(s)$  gilt

$$\begin{aligned}
Y(s) = & \frac{(U_{Bias} + U_{n,RBolo}(s)) \frac{R_{rück1}}{R_{Bolo}(T_0)} + U_{n,A1}(s) \left(1 + \frac{R_{rück1}}{R_{Bolo}(T_0)}\right) + U_{n,A2}(s) s C_{int1} R_{rück1} \left(1 + \frac{R_2}{R_{rück1}}\right) - U_{n,Rück1}(s)}{1 + s \frac{C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} + s^2 \frac{C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1}}{G}} + \\
& + \frac{U_{n,Rrück2}(s) s C_{int1} R_2 - U_{n,R2}(s) s C_{int1} R_{rück1} + U_{n,Q}(s) \frac{s^2 C_{int1} C_{int2} R_{rück1} R_2}{G}}{1 + s \frac{C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} + s^2 \frac{C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1}}{G}}.
\end{aligned} \tag{5.127}$$

Die Spannungen  $U_{n,x}(s)$  sind fiktive Spannungen im Laplace-Bereich für die eigentlichen Rauschspannungen. Diese fiktiven Spannungen werden hier verwendet, um die Rauschübertragungsfunktion bestimmen zu können. Dabei gelten folgende Abkürzungen

$$U_{n,A1}(s) = U_{n,A1,w}(s) + U_{n,A1,l/f}(s), \tag{5.128}$$

$$U_{n,A2}(s) = U_{n,A2,w}(s) + U_{n,A2,l/f}(s), \tag{5.129}$$

$$U_{n,RBolo}(s) = U_{n,RBolo,w}(s) + U_{n,RBolo,l/f}(s), \tag{5.130}$$

$$U_{n,Rrück1}(s) = U_{n,Rrück1,w}(s), \tag{5.131}$$

$$U_{n,Rrück2}(s) = U_{n,Rrück2,w}(s), \tag{5.132}$$

$$U_{n,R2}(s) = U_{n,R2,w}(s). \tag{5.133}$$

Mit

$$Y(s) = \frac{I_{n,eq}(s) R_{rück1}}{1 + s \frac{C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} + s^2 \frac{C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1}}{G}} \tag{5.134}$$

folgt für den äquivalenten Eingangsrauschstrom

$$\begin{aligned}
I_{n,eq}(s) = & \frac{U_{n,RBolo}(s)}{R_{Bolo}(T_0)} + U_{n,A1}(s) \left( \frac{1}{R_{rück1}} + \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} \right) + U_{n,A2}(s) s C_{int1} \left( 1 + \frac{R_2}{R_{rück1}} \right) - \frac{U_{n,Rück1}(s)}{R_{rück1}} + \\
& + U_{n,Rrück2}(s) \frac{s C_{int1} R_2}{R_{rück1}} - U_{n,R2}(s) s C_{int1} + U_{n,Q}(s) \frac{s^2 C_{int1} C_{int2} R_2}{G}.
\end{aligned} \tag{5.135}$$

Es ist zu erkennen, dass das Rauschen des zweiten Verstärkers, der Widerstände  $R_2$  und  $R_{rück2}$  und das Quantisierungsrauschen geformt werden. Die Signalübertragungsfunktion lautet

$$H_{Signal,U}(s) = \frac{Y(s)}{U_{Bias}} = \frac{\frac{R_{rück1}}{R_{Bolo}(T_0)}}{1 + s \frac{C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} + s^2 \frac{C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1}}{G}}. \tag{5.136}$$

Diese wird mittels der Vorwärts-Euler-Transformation in den z-Bereich transformiert. Somit erhält man

$$H_{Signal,U}(z) = \frac{\frac{R_{rück1}}{R_{Bolo}(T_0)}}{1 + f_s(z-1) \frac{C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} + f_s^2(z-1)^2 \frac{C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1}}{G}} \quad (5.137)$$

Für eine optimale Aussteuerung muss man wählen:

$$\frac{f_s C_{int1} R_2 R_{rück1}}{R_{rück2}} = 2 \quad (5.138)$$

und

$$f_s^2 C_{int1} C_{int2} R_2 R_{rück1} = G. \quad (5.139)$$

Das Resultat ist

$$H_{Signal,U}(z) = \frac{R_{rück1}}{R_{Bolo}(T_0)} z^{-2} \quad (5.140)$$

Für eine „1“-Verstärkung ist  $R_{rück1} = R_{Bolo}(T_0)$ .

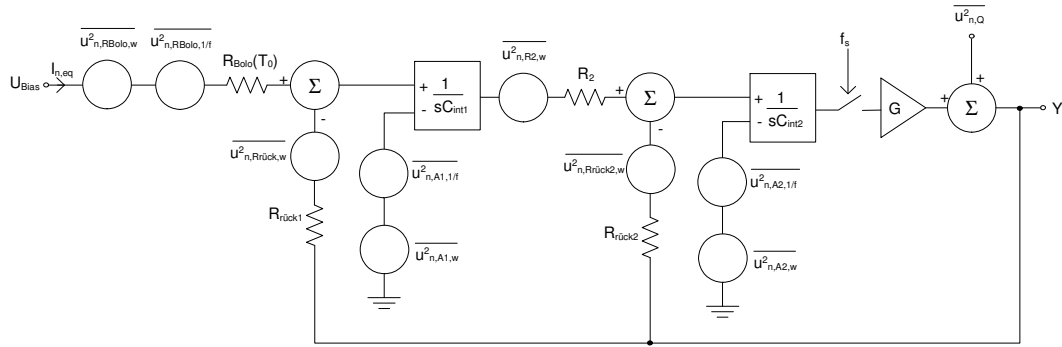


Abbildung 59: Blockschaltbild des zeitkontinuierlichen SDMs 2. Ordnung

Der auf den Eingang bezogene Rauschstrom berechnet sich für das weiße und das 1/f-Rauschen nach Gleichung (5.141) bzw. (5.142). Dabei muss die Voraussetzung erfüllt sein, dass das nachgeschaltete Dezimationsfilter mindestens die Ordnungszahl  $O = 3$  aufweist, da ansonsten bei der Frequenzcharakteristik des Dezimationsfilters 2. Ordnung, welches einen Abfall von 40 dB/Dekade aufweist, gerade einmal der Anstieg der Rauschleistungsdichte des Quantisierungsrauschens ausgeglichen wird. Das Quantisierungsrauschen wird hier wie beim SDM 1. Ordnung als vernachlässigbar klein angesehen und daher nicht in die Berechnung einbezogen.

Tabelle 12: Rauschquellen und deren Rauschleistungsdichten

Quelle	Rauschleistungsdichte	Definition und Quadrat des Betrages der Übertragungsfunktion
$R_{Bolo}$	$\frac{\overline{i_{n,RBolo}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$	$i_{n,RBolo}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{Bolo}(f) ^2 = \frac{1}{R_{Bolo}^2(T_0)}$
$R_{rück1}$	$\frac{\overline{u_{n,Rrück1}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{rück1}$	$i_{n,Rrück1}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{rück1}(f) ^2 = \frac{1}{R_{rück1}^2}$
$R_{rück2}$	$\frac{\overline{u_{n,Rrück2}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{rück2}$	$i_{n,Rrück2}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{rück2}(f) ^2 = (C_{int1} f_s)^2 \left  (1 - z^{-1}) \right _{z=e^{j2\pi \frac{f}{f_s}}}^2$ $= (C_{int1} f_s)^2 \left( 2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right) \right)^2$ $\approx (2C_{int1} \pi f)^2$
$R_2$	$\frac{\overline{u_{n,R2}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_2$	$i_{n,R2}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_2(f) ^2 = (C_{int1} f_s)^2 \left  (1 - z^{-1}) \right _{z=e^{j2\pi \frac{f}{f_s}}}^2$ $= (C_{int1} f_s)^2 \left( 2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right) \right)^2$ $\approx (2C_{int1} \pi f)^2$
OTA1	$\frac{\overline{u_{n,A1}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{OTA1}(f) ^2 = \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right)^2$

Fortsetzung Tabelle 13

OTA2	$\frac{\overline{u_{n,A2}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f}$	$u_{n,A}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_{OTA2}(f) ^2 = (C_{int1} f_s)^2 \left(1 + \frac{R_2}{R_{rück2}}\right)^2 \cdot \left 1 - z^{-1}\right _{z=e^{j2\pi \frac{f}{f_s}}}^2$ $= (C_{int1} f_s)^2 \left(1 + \frac{R_2}{R_{rück2}}\right)^2 \left(2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right)\right)^2$ $\approx \left(1 + \frac{R_2}{R_{rück2}}\right)^2 (2\pi f C_{int1})^2$
Quantisierung s- rauschen für SDM 2. Ordnung	$\frac{\overline{u_{n,Q}^2}}{\Delta f} = \frac{\Delta^2}{12 f_s}$	$u_{n,Q}(t) \rightarrow i_{Bolo}(t)$ $ H_Q(f) ^2 = \frac{1}{R_{rück1}^2} \left 1 - z^{-1}\right _{z=e^{j2\pi \frac{f}{f_s}}}^2$ $= \left(2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right)\right)^4 \frac{1}{R_{rück1}^2}$ $\approx \left(2 \frac{\pi f}{f_s}\right)^4 \frac{1}{R_{rück1}^2}$

$$\begin{aligned}
\overline{i_{n,aus,w}^2} &\approx \int_0^{NBW} \left( \frac{\overline{u_{n,RBolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{Bolo}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,Rrück1,w}^2}}{\Delta f} |H_{rück1}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A2,w}^2}}{\Delta f} |H_{OTA1}(f)|^2 \right) df + \\
&+ \int_0^{\frac{f_s}{2}} \left( \left( \frac{\overline{u_{n,Rrück2,w}^2}}{\Delta f} |H_{rück2}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,R2,w}^2}}{\Delta f} |H_2(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A2,w}^2}}{\Delta f} |H_{OTA2}(f)|^2 \right) |H_{Filter}(f)|^2 \right) df \\
&= \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{rück1}} + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right)^2 NBW + \\
&+ \int_0^{\frac{f_s}{2}} \left( \left( 4kT_0 R_{rück2} (2C_{int1} \pi f)^2 + 4kT_0 R_2 (2C_{int1} \pi f)^2 + \right. \right. \\
&\left. \left. + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left(1 + \frac{R_2}{R_{rück2}}\right)^2 (2\pi f C_{int1})^2 \right) |H_{Filter}(f)|^2 \right) df
\end{aligned} \tag{5.141}$$

Das verbleibende Integral in Gleichung (5.141) ist analytisch nicht lösbar. Es wird angenommen, dass dieses geformte Rauschen vernachlässigbar klein ist.

$$\begin{aligned}
\overline{i_{n,aus,1/f}^2} &\approx \int_{f_1}^{NBW} \left( \frac{\overline{u_{n,RBolo,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{Bolo}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA1}(f)|^2 \right) df + \int_{f_1}^{NBW} \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{OTA02}(f)|^2 df \\
&\approx \int_{f_1}^{NBW} \left( \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}^2(T_0)} \frac{k_{fBolo}}{f} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right)^2 \right) df + \int_{f_1}^{NBW} 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2 f} \left( 1 + \frac{R_2}{R_{rück2}} \right)^2 (2\pi f C_{int1})^2 df \\
&\approx \left( \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{R_{Bolo}^2(T_0)} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right) \right) \ln(NBW 4t_{shutter}) + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( 1 + \frac{R_2}{R_{rück2}} \right)^2 (2\pi C_{int1})^2 \frac{NBW^2}{2}
\end{aligned} \tag{5.142}$$

Für  $f_1$  gilt die gleiche Annahme wie beim SDM 1. Ordnung. Die äquivalente Rauschbandbreite NBW wird als obere Grenze beim 1/f-Rauschen gewählt, da keine andere Maßgabe bekannt ist. Das 1/f-Rauschen wird so vermutlich etwas überschätzt. Für einen SINC-Filter der Ordnung  $O = 3$  wird die äquivalente Rauschbandbreite wie folgt geschätzt:

$$NBW = \int_0^{\frac{f_s}{2}} |H_{Filter}(f)|^2 df = \int_0^{\frac{f_s}{2}} \left| \frac{\sin\left(\pi Dez \frac{f}{f_s}\right)}{Dez \sin\left(\pi \frac{f}{f_s}\right)} \right|^2 df \approx \frac{3}{4t_{Pixel}}. \tag{5.143}$$

Dabei wurde der Dezimationsfaktor Dez aus der gegebenen Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  ermittelt, so dass ein Einschwingen gewährleistet ist. Es gilt

$$Dez = \frac{t_{Pixel} f_s}{3}. \tag{5.144}$$

Somit erhält man als NETD unter der Annahme, dass das geformte Rauschen vernachlässigbar klein ist:

$$\begin{aligned}
NETD &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo}} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} \cdot \frac{\sqrt{i_{n,aus,sinc}^2 + i_{n,aus,sinc1/f}^2}}{R_I} \\
&= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo}} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}} \cdot \frac{\left( \left( \frac{4kT_0}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{4kT_0}{R_{rück1}} + 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right)^2 \right) \frac{3}{4t_{Pixel}} + \right.}{\left. + \left( \frac{U_{Bias}^2 k_{fBolo}}{R_{Bolo}^2(T_0)} + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( \frac{1}{R_{Bolo}(T_0)} + \frac{1}{R_{rück1}} \right) \right) \ln\left(\frac{3t_{shutter}}{t_{Pixel}}\right) + \right.}{\left. + 2K \frac{k_{fOTA}}{WLC_{ox}^2} \left( 1 + \frac{R_2}{R_{rück2}} \right)^2 (2\pi C_{int1})^2 \left( \frac{3}{8t_{Pixel}} \right)^2 \right)} \\
&\quad \cdot \frac{-U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) g_{Bolo}}
\end{aligned} \tag{5.145}$$

## 5.10 Vergleich der Ausleseschaltungen

Die gesamte NETD setzt sich aus der NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen und der NETD hervorgerufen durch 1/f-Rauschen zusammen. Es gilt

$$NETD_{ges} = \sqrt{NETD_w^2 + NETD_{1/f}^2} \quad (5.146)$$

Zunächst sollen die NETDs der einzelnen Varianten, welche durch weißes Rauschen hervorgerufen ( $NETD_w$ ) und durch 1/f-Rauschen hervorgerufen werden ( $NETD_{1/f}$ ), gegenübergestellt werden. Dabei wird folgende Konstante definiert, welche in jeder Formel zur Berechnung der NETD vorkommt:

$$Const = \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \frac{g_{Bolo}}{U_{Bias} \alpha} \quad (5.147)$$

Das Rauschen der Verstärker wurde in allen Varianten mit der Annahme, dass  $C_L \rightarrow \infty$ ,  $C_{tot} \rightarrow \infty$  und  $g_{mOTA} \rightarrow \infty$ , als vernachlässigbar klein angesehen. Die Fläche der Transistoren der Verstärker  $W \cdot L$  und falls vorhanden die Fläche der Stromquellen  $W_1 \cdot L_1$  und  $W_2 \cdot L_2$  werden als ausreichend groß angesehen, so dass der Beitrag des 1/f-Rauschens im Vergleich zum 1/f-Rauschen des Bolometers vernachlässigt werden kann. Die verwendeten Komponenten sollen bei dieser Analyse kein Limit darstellen. Tabelle 13 und Tabelle 14 zeigen eine Gegenüberstellung der NETD hervorgerufen durch weißes bzw. 1/f-Rauschen der in diesem Kapitel vorgestellten Schaltungsvarianten.

Es ist in Tabelle 13 zu erkennen, dass die „primitiven“ Ausleseschaltungen wie Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias, Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias mit parallelgeschaltetem Kondensator, Constant Current Readout und Constant Current Readout mit parallelgeschaltetem Kondensator in Bezug auf NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen mit der Annahme, dass  $N \gg 1$ , am schlechtesten abschneiden. Die zu erzielende Auflösung  $N$  ist immer in der Wurzel enthalten. Die geringste  $NETD_w$  hervorgerufen durch weißes Rauschen zeigen die Integratorschaltungen. Es folgen mit geringem Abstand der SDM 1. Ordnung und dann ungefähr auf gleichem Level die Aufladung des Kondensators und der SDM 2. Ordnung. Die  $NETD_w$  beim SDM 1. Ordnung zeigt gegenüber der  $NETD_w$  bei den Integratorschaltungen eine Zunahme um ca. 15 %, die  $NETD_w$  beim SDM 2. Ordnung und der Aufladung des Kondensators zeigen eine Zunahme um ca. 22 %. Jedoch liegt das



Ausgangssignal bei den SDMs direkt in digitaler Form vor. Der Kurzzeit-Integrationsvorgang entspricht einer Filterung mit einem SINC-Filter 1. Ordnung. Die SDM-Schaltungen filtern das Rauschen am Eingang mit einem SINC-Filter 2. Ordnung bzw. SINC-Filter 3. Ordnung. Es zeigt sich, dass die Verwendung von Filtern höherer Ordnung bei gleichem Eingangsrauschen eine Verschlechterung der  $NETD_w$  zur Folge hat. Dies ist darin begründet, dass bei einem Filter höherer Ordnung bei gleicher Einschwingzeit eine höhere Bandbreite erforderlich ist.

Aus Tabelle 14 ist ersichtlich, dass die Ergebnisse außer bei der Aufladung eines Kondensators bei den verschiedenen Varianten hinsichtlich der  $NETD_{1/f}$  mit  $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$  ungefähr vergleichbar sind. Es unterscheidet sich nur ein Faktor im Logarithmus, welcher unter einer Wurzel steht. Bei den primitiven Ausleseschaltungen steht die Auflösung  $N$  im Logarithmus. Auch dies ruft unter der Annahme von  $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$  nur eine geringe Änderung hervor. Die  $NETD_{1/f}$  bei der Aufladung eines Kondensators ist im Vergleich zu den Integratorschaltungen um den Faktor 2.7 größer. Keine der Schaltungen ist in der Lage, das  $1/f$ -Rauschen, welches vom Bolometer stammt, wirksam zu reduzieren.

Die  $NETD$  hervorgerufen durch weißes Rauschen kann schaltungstechnisch durch Erhöhen der Biasspannung oder durch Vergrößern der Akquisitionszeit reduziert werden. Die  $NETD$  hervorgerufen durch  $1/f$ -Rauschen ist unabhängig von der Biasspannung und die Vergrößerung der Akquisitionszeit zeigt nur eine sehr geringe Wirkung bei fester Shutterzeit. Das  $1/f$ -Rauschen wird also die  $NETD$  limitieren.

Die Favoriten sind die Integratorschaltungen und die SDM-Schaltungen. Der SDM 2. Ordnung ist dem SDM 1. Ordnung vorzuziehen, da dieser bei gleicher Abtastfrequenz eine bessere Rauschformung bietet bzw. eine niedrigere Abtastrate bei gleichem Quantisierungsrauschen erlaubt. Dies hat zur Folge, dass das Quantisierungsrauschen im Vergleich zum Sensorrauschen schon bei

Tabelle 13: Gegenüberstellung der NETDs hervorgerufen durch weißes Rauschen der vorgestellten Schaltungsvarianten

Variante	NETD <sub>w</sub> (weiß)	Annahmen
Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias	$NETD = Const \sqrt{kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{N}{2t_{Pixel}}}$	$R_{ref} = R_{Bolo}(T_0)$ $U_0 = 2 U_{Bias}$
Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias Kondensator parallel	$NETD = Const \sqrt{kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{N}{2t_{Pixel}}}$	$R_{ref} = R_{Bolo}(T_0)$ $U_0 = 2 U_{Bias}$ $\tau = \tau_S$
Constant Current Readout	$NETD = Const \sqrt{2kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{N}{t_{Pixel}}}$	$U_{Bias} = I_{Bias} R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$
Constant Current Readout Kondensator parallel	$NETD = Const \sqrt{2kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{N}{t_{Pixel}}}$	$U_{Bias} = I_{Bias} R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$ $\tau = \tau_P$
Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung	$NETD = Const \sqrt{4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$R_{offset} = R_{Bolo}(T_0)$ $g_{mOTA} R_{Bolo}(T_0) \gg 1$ $kT_0/C_{int}$ ausreichend klein
Constant Current mit gmC Integrator	$NETD = Const \sqrt{4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$
Neuartiger Integrator	$NETD = Const \sqrt{4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$R_{offset} = R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} = g_{m2}$ $kT_0/C_{int}$ ausreichend klein
Aufladung eines Kondensators	$NETD = Const \sqrt{5.9kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$U_0 = 1.52 \cdot U_{Bias}$ (vgl. Anhang) $t_{Pixel} = R_{Bolo}(T_0) C_{int}$
SDM 1. Ordnung	$NETD = Const \sqrt{\frac{16}{3} kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$R_{rück} = R_{Bolo}(T_0)$ $O = 2$
SDM 2. Ordnung	$NETD = Const \sqrt{6kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{1}{t_{Pixel}}}$	$R_{rück1} = R_{Bolo}(T_0)$ $O = 3$

Tabelle 14: Gegenüberstellung der NETDs hervorgerufen durch 1/f-Rauschen der vorgestellten Schaltungsvarianten

Variante	NETD (1/f-Rauschen)	Annahmen
Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$R_{ref} = R_{Bolo}(T_0)$ $U_0 = 2 U_{Bias}$
Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias Kondensator parallel	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$R_{ref} = R_{Bolo}(T_0)$ $U_0 = 2 U_{Bias}$ $\tau = \tau_S$
Constant Current Readout	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$U_{Bias} = I_{Bias} R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$
Constant Current Readout Kondensator parallel	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{N \cdot 2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$U_{Bias} = I_{Bias} R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$ $\tau = \tau_P$
Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$R_{offset} = R_{Bolo}(T_0)$ $g_{mOTA} R_{Bolo}(T_0) \gg 1$ $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$
Constant Current mit gmC-Integrator	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$g_{m1} n \gamma R_{Bolo}(T_0) = 1$ $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$
Neuartiger Integrator	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$R_{offset} = R_{Bolo}(T_0)$ $g_{m1} = g_{m2}$ $t_{shutter} \gg t_{Pixel}$
Aufladung eines Kondensators	$NETD = 2.7 \cdot Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{2t_{shutter}}{\pi \cdot t_{Pixel}} \right)}$	$U_0 = 1.52 \cdot U_{Bias}$ (vgl. Anhang) $t_{Pixel} = R_{Bolo}(T_0) C_{int}$
SDM 1. Ordnung	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{8t_{shutter}}{3t_{Pixel}} \right)}$	$R_{rück} = R_{Bolo}(T_0)$ $O = 2$
SDM 2. Ordnung	$NETD = Const \sqrt{U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{3t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right)}$	$R_{rück1} = R_{Bolo}(T_0)$ $O = 3$

geringerer Abtastfrequenz genügend klein wird. Dies wird in Kapitel 6 demonstriert. Von den Integratorschaltungen wird die Variante Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung bevorzugt, da der neuartige Integrator aufgrund des konjugiert-komplexen Polpaares in der Übertragungsfunktion ein ungünstiges Einschwingverhalten zeigt. Zudem sorgt der hier vorhandene Stromspiegel für ein nichtlineares Verhalten. Bei derart geringen Strömen arbeiten die Transistoren des Stromspiegels vermutlich in schwacher Inversion, was schnell zu großen Fehlern bei den gespiegelten Strömen führt. Der Integrationsvorgang beim Constant Current Readout mit gmC-Integrator ist abhängig von der Transkonduktanz der Eingangstransistoren des verwendeten OTAs. Für eine Kalibration ist ein hochlineares Integrationsverhalten erforderlich, welches der gmC-Integrator nicht bieten kann, da sich das  $g_{mOTA}$  abhängig vom Arbeitspunkt am Ausgang ändert. Zudem ist der gmC-Integrator über ein gesamtes Array vermutlich kaum beherrschbar, da ein konstantes  $g_{mOTA}$  global nicht gewährleistet werden kann. Des Weiteren ist die Transkonduktanz selbstverständlich temperaturabhängig.

## **6 Architektur und Optimierung von Mikrobolometer-Arrays mit CMOS-Ausleseelektronik**

Bei jedem neuen Bolometer-Array-Design stellt sich die Frage, welche Auslese-Architektur verwendet werden soll. Dieses Kapitel soll eine Entscheidungshilfe geben.

### **6.1 Allgemeiner Überblick über On-Chip-Auslesearchitekturen**

Grundsätzlich kann zwischen Spaltenauslese, In-Pixel-Auslese, „Shared“-In-Pixel-Auslese und Off-Pixel-Auslese gewählt werden (Abbildung 60). Bei der „Shared“-In-Pixel-Auslese teilt sich eine Gruppe von Pixeln eine In-Pixel-Ausleseelektronik und man kann auch von einer In-Kluster-Ausleseelektronik sprechen. Befindet sich die Ausleseelektronik in einem oder mehreren Pixeln spricht man von aktiven Pixeln, ansonsten sind die Pixel passiv. Bei Bolometer-Arrays gibt es noch die Besonderheit, dass die In-Pixel-Ausleseelektronik evtl. auch unterhalb des Bolometers untergebracht werden kann. Als nächstes ist zu entscheiden, auf welcher Ebene die AD-Wandlung durchgeführt wird. Zur Wahl stehen grundsätzlich die Wandlung on-Chip oder off-Chip, wie in Abbildung 61 zu erkennen ist. Bei beiden Ansätzen können sowohl einzelne Pixel als auch ganze Gruppen von Pixeln einen Wandler im Multiplexbetrieb benutzen. Typisch bei On-Chip-/Off-Pixel-Wandlung sind so genannte Spaltenwandler. Es ist jedoch auch denkbar, einen einzigen schnellen AD-Wandler auf „Chiplevel“ einzusetzen oder in jeden Pixel einen eigenen Wandler („Pixellevel“) zu integrieren. Bei der Off-Chip-AD-Wandlung benutzt man einen oder mehrere sehr schnelle externe AD-Wandler, wobei alle Pixel einer Spalte den gleichen Wandler benutzen. Bezüglich des Rauschens sollte die Signalkette grundsätzlich so kurz wie möglich sein, da jede zusätzliche Stufe Rauschleistung einbringt. Eine Auslese im Pixel mit sofortiger AD-Wandlung sollte daher die beste Qualität liefern. Jedoch bringt sie auch den Nachteil mit sich, dass auf Grund des Platzbedarfs der Ausleseelektronik und der aufwendigeren Verdrahtung der Pixelabstand unter Umständen größer sein muss. Dies führt selbstverständlich zu höheren Kosten. Erforderliche Multiplexer erhöhen das Rauschen, sofern das Signal analog an nachfolgende

Stufen weitergereicht wird. Die Spaltenauslese bringt den Nachteil mit sich, dass die Signal-Akquisitionszeit relativ stark herabgesetzt ist. Die zur Verfügung stehende Zeit für einen Frame muss durch die Anzahl der in der Spalte vorhandenen Sensorelemente dividiert werden. Dies führt zu einer höheren Bandbreite und somit zu einer Zunahme des weißen Rauschens. Das erhöhte weiße Rauschen kann jedoch durch eine Vergrößerung des Signals durch beispielsweise Anheben der Bolometerspannung wieder kompensiert werden.

Vorteile der On-Chip-Auslese sind das Verkürzen der Signalkette und die Einsparung eines weiteren Chips, welcher die Off-Pixel-Auslese durchführen müsste. Auch können so ein oder mehrere AD-Wandler implementiert werden, so dass sogar diese Komponente extern eingespart werden könnte. Nachteile sind unter Umständen Genauigkeitsverluste bei der Auslese aufgrund störender Einflüsse von einem evtl. on-Chip vorhandenen Digitalteil und die höhere Komplexität des Chips. Die benötigte Chipfläche nimmt zu, was dazu führt, dass möglicherweise die Ausbeute schlechter wird.

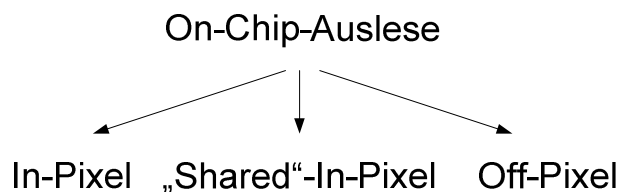


Abbildung 60: Möglichkeiten zur Anordnung der Ausleseschaltung

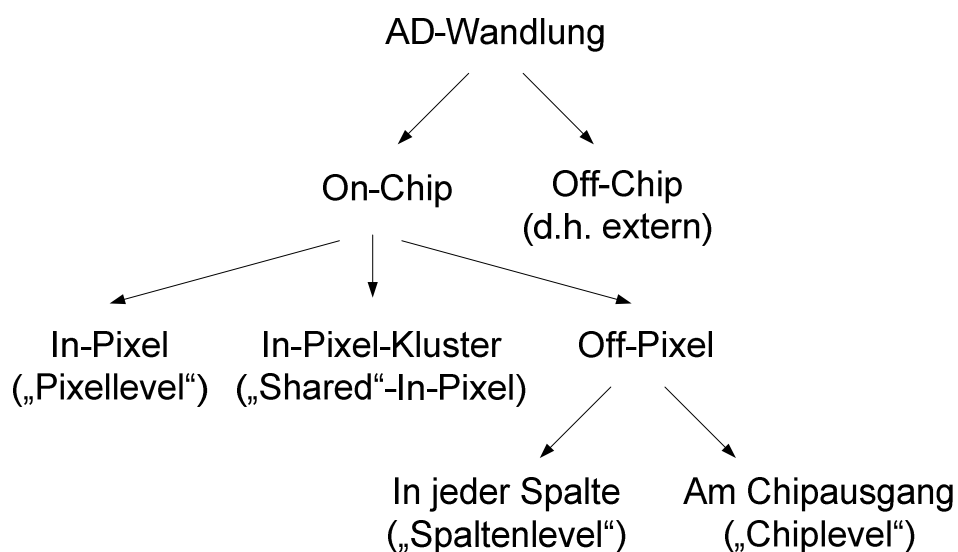


Abbildung 61: Überblick über die Möglichkeiten, den AD-Wandler zu implementieren

## 6.2 Bewertung des Einsatzes der Bolometer-Ausleseschaltungen

In Kapitel 5 wurden bereits die NETDs hervorgerufen durch weißes und 1/f-Rauschen gegenübergestellt. Dabei wurde zuletzt angenommen, dass OTAs beliebig gut implementiert werden können, so dass nur noch das weiße Rauschen von dem Bolometerwiderstand, dem Referenzwiderstand oder dem Offsetwiderstand oder der Stromquelle je nach Variante und den getroffenen Annahmen übrig blieben. Das 1/f-Rauschen wurde nur beim Bolometerwiderstand berücksichtigt, da dieses als dominant angesehen wird. Es hat sich herausgestellt, dass bei der NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen die Integratorschaltungen am besten abschneiden, dicht gefolgt von den SDM-Schaltungen. Bei der NETD hervorgerufen durch 1/f-Rauschen sind die Unterschiede mit  $t_{\text{shutter}} \gg t_{\text{Pixel}}$  unter allen Schaltungen bis auf die Variante Aufladung eines Kondensators relativ klein, da sich nur ein Faktor im Logarithmus, welcher unter der Wurzel steht, unterscheidet. Es wurde bereits der Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung als Favorit der Integratorschaltungen und der SDM 2. Ordnung als bester Kandidat der SDM-Schaltungen ausgewählt. Analytisch kann nicht entschieden werden, unter welchen Umständen das weiße Rauschen oder das 1/f-Rauschen dominiert. Daher werden die Daten des Bolometers aus Tabelle 2 und die fehlenden strahlungstechnischen bzw. optischen Größen aus Tabelle 15 angenommen. Die NETD hervorgerufen durch weißes ( $\text{NETD}_w$ ) bzw. 1/f-Rauschen ( $\text{NETD}_{1/f}$ ) und die gesamte NETD ( $\text{NETD}_{\text{ges}}$ ) sind für den SDM 2. Ordnung zunächst in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  mit  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$  (Abbildung 62) und dann in Abhängigkeit der Spannung  $U_{\text{Bias}}$  mit  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$  (Abbildung 63) gegenübergestellt. Die NETD hervorgerufen durch weißes ( $\text{NETD}_w$ ) bzw. 1/f-Rauschen ( $\text{NETD}_{1/f}$ ) und die gesamte NETD ( $\text{NETD}_{\text{ges}}$ ) sind für den Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung zunächst in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  mit  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$  (Abbildung 64) und dann in Abhängigkeit der Spannung  $U_{\text{Bias}}$  mit  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$  (Abbildung 65) gegenübergestellt. Ersichtlich ist zunächst einmal, dass sich die NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen durch Verlängerung der Akquisitionszeit und durch Vergrößern der Biasspannung reduzieren lässt. Nahezu konstant zeigt sich die NETD, hervorgerufen durch 1/f-Rauschen. Für kleine Akquisitionszeiten bzw. kleine Biasspannungen ist die  $\text{NETD}_w$  dominant. Bei größeren Akquisitionszeiten bzw. größeren

Biasspannungen limitiert die  $\text{NETD}_{1/f}$  die gesamte resultierenden  $\text{NETD}_{\text{ges}}$ . Ab einer bestimmten Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  bzw. einer bestimmten Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  ist die Verbesserung der gesamten  $\text{NETD}_{\text{ges}}$  durch eine weitere Verlängerung der Akquisitionszeit bzw. Vergrößerung der Biasspannung nur noch geringfügig und nicht mehr verhältnismäßig. Der optimale Arbeitsbereich liegt dementsprechend da, wo  $\text{NETD}_w \approx \text{NETD}_{1/f}$ . Vergleicht man die entsprechenden Plots für den SDM 2. Ordnung mit denen für den Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung ist optisch kaum ein Unterschied festzustellen. Der Vorteil der Realisierung mit der Variante SDM 2. Ordnung gegenüber der Variante Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung liegt darin, dass das Ausgangssignal direkt digital vorliegt.

Tabelle 15: Wichtige benötigte Parameter

$F_{\text{no}}$	1
$t_{\text{shutter}}$	2 Min
$\frac{\delta L_{\text{Str}}(300K)}{\delta T_{\text{Str}}}$	0.838 W/m <sup>2</sup> Kstr

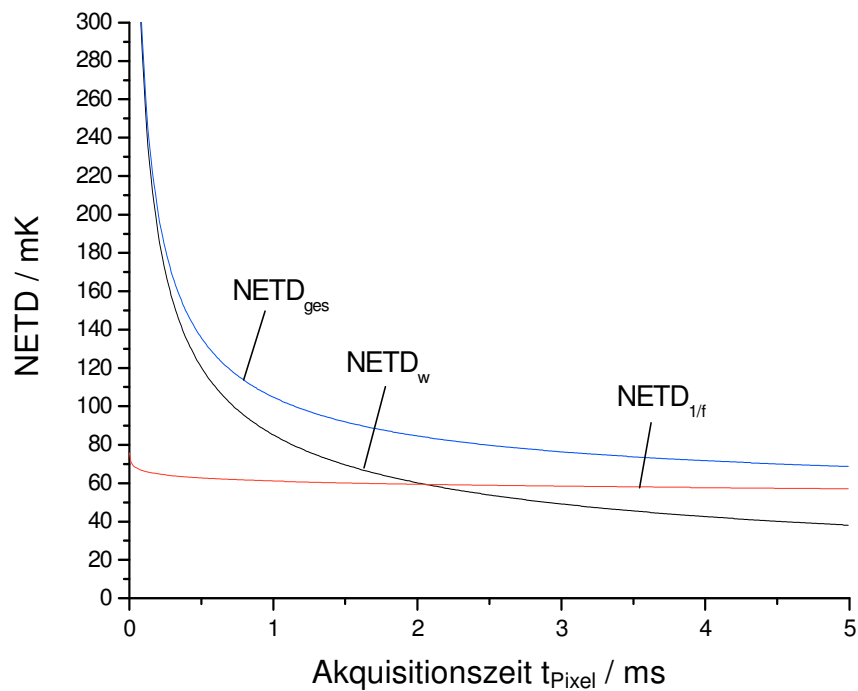


Abbildung 62: NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  beim SDM 2. Ordnung mit  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$



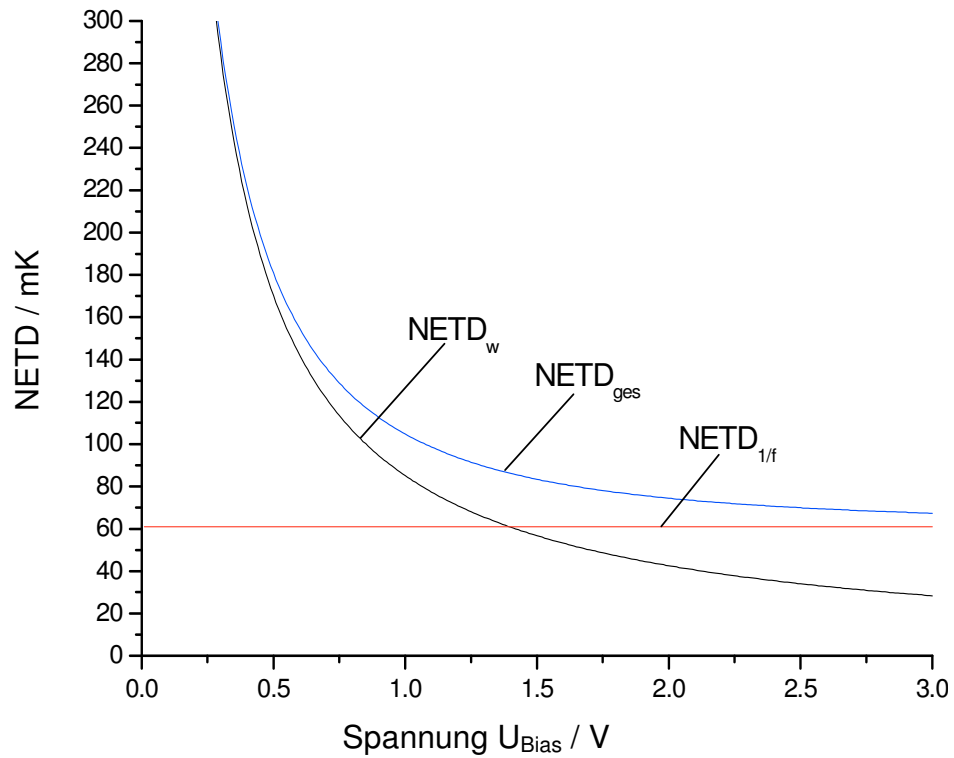


Abbildung 63: NETD in Abhängigkeit der Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  beim SDM 2. Ordnung mit  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$

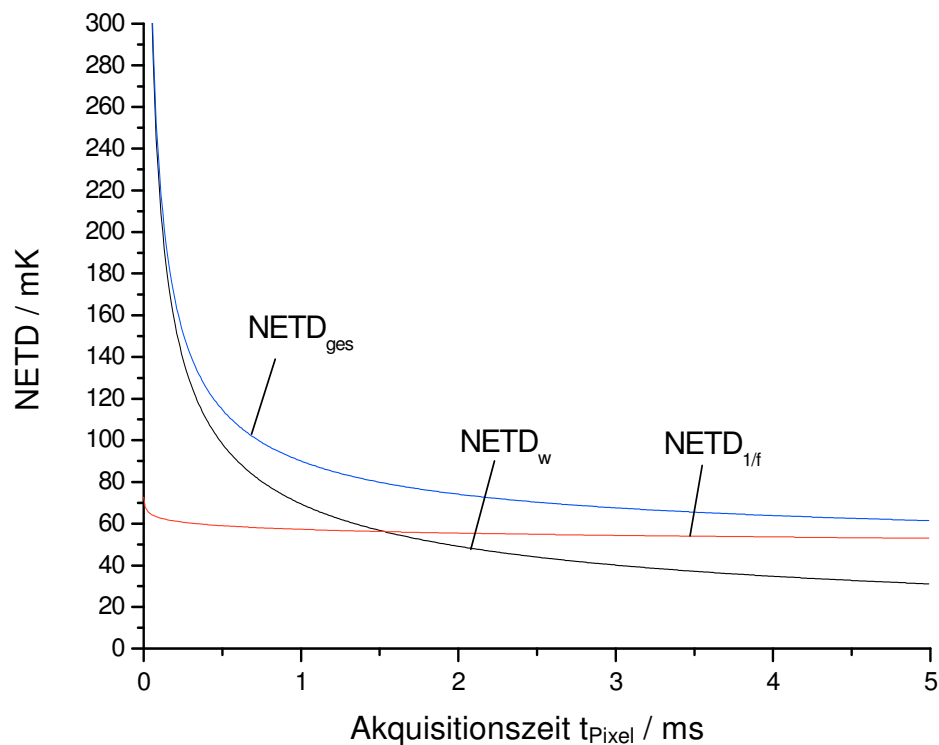


Abbildung 64: NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$

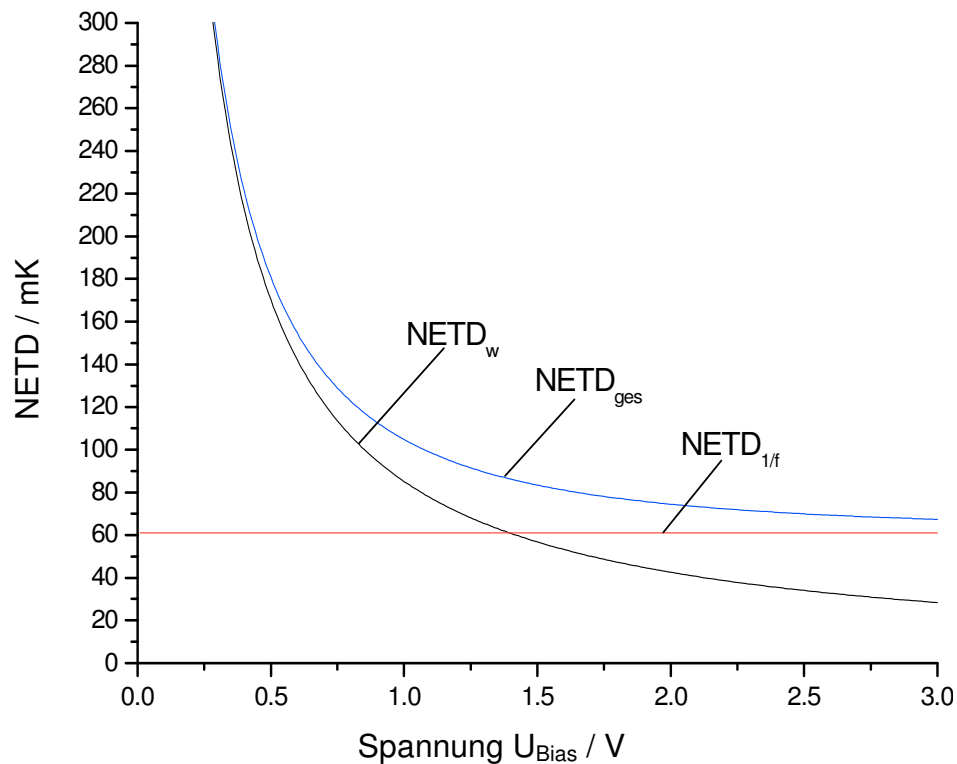


Abbildung 65: NETD in Abhängigkeit der Biasspannung  $U_{\text{Bias}}$  beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$

### 6.2.1 Bestmögliche Anordnung der Ausleseschaltung beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung

Tabelle 16: Grundlegende Vorgaben für das FIR-Bolometer-Array mit Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung  $U_{\text{Bias}}$

<b>Pixelzahl (inklusive Referenzbolometer)</b>	168 x 128
<b>Framerate <math>f_{\text{frame}}</math></b>	50 Hz
<b><math>U_{\text{Bias}}</math></b>	1.65 V
<b>Pixelgröße</b>	35 $\mu\text{m}$ x 35 $\mu\text{m}$

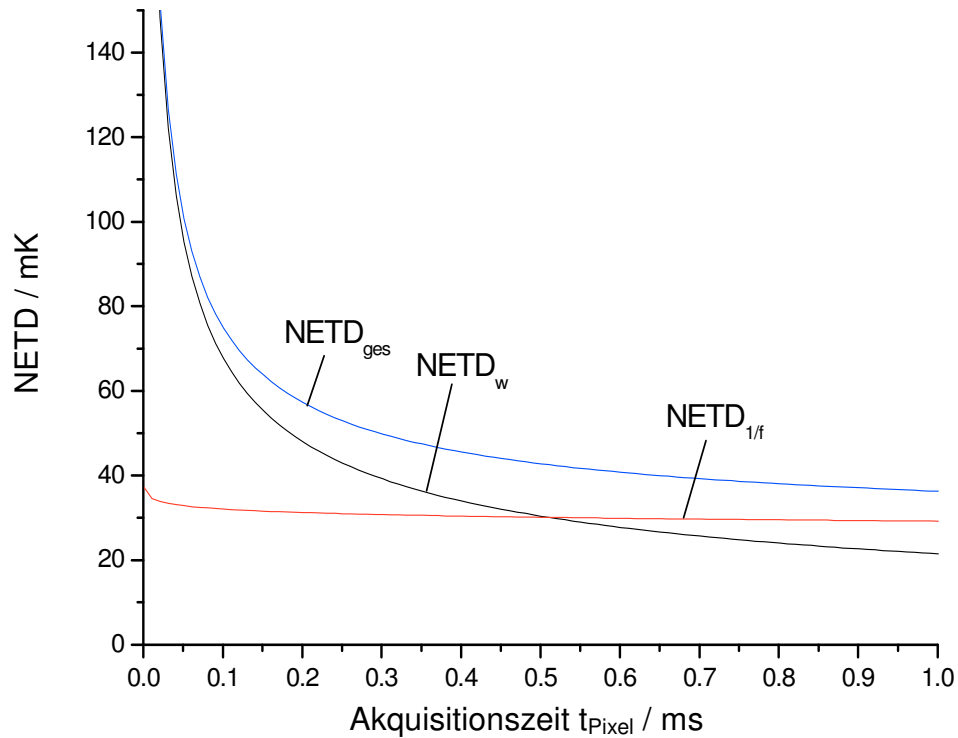


Abbildung 66: NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  bei Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung mit  $U_{\text{Bias}} = 1.65 \text{ V}$  ( $A_{\text{Bolo}} = 35 \mu\text{m} \times 35 \mu\text{m}$ )

Die für diese Untersuchung grundlegenden Vorgaben für das zu entwickelnde FIR-Bolometer-Array, bei dem die Variante Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung verwendet werden soll, sind in Tabelle 16 zu finden. Die Daten des Bolometers sind Tabelle 2 zu entnehmen, mit der Ausnahme, dass die Fläche des Bolometers bei dieser Realisierung  $35 \mu\text{m} \times 35 \mu\text{m}$  beträgt. 168 Spalten sollen dabei jeweils 128 Bolometer enthalten. Das Ziel soll nun sein, dass die vom weißen Rauschen hervorgerufene NETD ungefähr der vom  $1/f$ -Rauschen hervorgerufenen NETD ist. Aus Abbildung 66 ist zu entnehmen, dass dies bei einer Biasspannung von  $1.65 \text{ V}$  ungefähr bei einer Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  im Bereich  $150 \mu\text{s} < t_{\text{Pixel}} < 800 \mu\text{s}$  der Fall ist. Da  $t_{\text{Pixel}}$  kleiner als die Framedauer  $t_{\text{frame}}$  ist, welche dem Kehrwert der Framerate entspricht, ist es möglich, eine Ausleseschaltung zu multiplexen, d.h. sie für mehrere Pixel zu verwenden. Die Anzahl der innerhalb der Framedauer ausgelesenen Bolometer in Abhängigkeit der Akquisitionszeit lässt sich unter Vernachlässigung der Zeit, die benötigt wird, um den Integrator zurückzusetzen, wie folgt berechnen

$$n_{\text{Bolo}} = \frac{1}{f_{\text{Frame}} \cdot t_{\text{Pixel}}} \quad (6.1)$$

Bei einer Framerate  $f_{\text{frame}}$  von 50 Hz, was einer Framedauer  $t_{\text{frame}}$  von 20 ms entspricht, können demnach bei  $t_{\text{Pixel}} = 150\mu\text{s}$  133 Bolometer und bei  $t_{\text{Pixel}} = 800\mu\text{s}$  nur 25 Bolometer ausgelesen werden. Dies führt zu dem Ergebnis, dass bei  $t_{\text{Pixel}} = 150\mu\text{s}$  eine Ausleseschaltung pro Spalte mit jeweils 128 Bolometern ausreicht und sogar noch etwas Zeit für das Rücksetzen des Integrators nach jeder Auslese zur Verfügung steht. Sollte die kurze Zeit für das Rücksetzen der Integratoren nicht ausreichen oder die Anforderungen an die Verstärker unverhältnismäßig erhöhen, wäre auch eine Realisierung von zwei Ausleseschaltungen pro Spalte vertretbar. Die Anzahl der Ausleseschaltungen pro Spalte ist grundsätzlich durch die verfügbare Chipfläche begrenzt. Es ist zu beachten, dass evtl. neben dem Integrator noch weitere Komponenten wie z.B. eine CDS-Stufe, ein Abtastglied, Multiplexer oder DACs zu Kalibrationszwecken zur Ausleseschaltung gehören können. Hier wird auf die Realisierung in Kapitel 7 verwiesen.

### 6.3 Bestmögliche Anordnung der Ausleseschaltung beim SDM

Es wurde bisher behauptet, dass die Abtastfrequenz beim SDM 2. Ordnung bei gleichem Quantisierungsrauschen niedriger sein kann als beim SDM 1. Ordnung. Dies soll zunächst kurz demonstriert werden. Die NETD hervorgerufen durch Quantisierungsrauschen beim SDM 1. Ordnung ( $\text{NETD}_{\text{Quant SDM 1. Ordnung}}$ ) bzw. beim SDM 2. Ordnung ( $\text{NETD}_{\text{Quant SDM 2. Ordnung}}$ ) werden numerisch berechnet. Dabei wird das Integral der frequenzabhängigen Rauschleistungsdichte mit dem Quadrat der Übertragungsfunktion des jeweiligen SINC-Filters multipliziert. Dies ergibt

$$\begin{aligned}
 NETD_{Quant\ SDM\ 1. Ordnung} &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\int_{\frac{f \cdot s}{2}}^{\frac{f \cdot s}{2}} \left( 2 \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right) \right)^2 \frac{(2\Delta)^2}{12 f_s} \left| \frac{\sin \left( \pi \frac{f}{f_s} Dez \right)}{Dez \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right)} \right|^2 df} \quad (6.2) \\
 &\approx \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\int_0^{\frac{f \cdot s}{2}} \left( 2 \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right) \right)^2 \frac{(2\Delta)^2}{12 f_s} \left| \frac{2 \sin \left( \pi \frac{f}{2_s} t_{Pixel} \right)}{t_{Pixel} f_s \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right)} \right|^2 df} \cdot \frac{U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) g_{bolo}}
 \end{aligned}$$

für den SDM 1. Ordnung mit einem SINC-Filter der Ordnung O = 2 und

$$\begin{aligned}
 NETD_{Quant\ SDM\ 2. Ordnung} &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\int_{\frac{f \cdot s}{2}}^{\frac{f \cdot s}{2}} \left( 2 \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right) \right)^4 \frac{(2\Delta)^2}{12 f_s} \left| \frac{\sin \left( \pi \frac{f}{f_s} Dez \right)}{Dez \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right)} \right|^3 df} \quad (6.3) \\
 &\approx \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL_{Str}}{dT_{Str}}} \cdot \sqrt{\int_0^{\frac{f \cdot s}{2}} \left( 2 \sin \left( \pi \frac{f}{f_s} \right) \right)^4 \frac{(2\Delta)^2}{12 f_s} \left| \frac{3 \sin \left( \pi \frac{f}{3_s} t_{Pixel} \right)}{t_{Pixel} f \pi} \right|^3 df} \cdot \frac{U_{Bias} \alpha}{R_{Bolo}(T_0) g_{bolo}}
 \end{aligned}$$

für den SDM 2. Ordnung mit einem SINC-Filter der Ordnung O = 3. Es wird angenommen:  $\Delta = U_{Bias} = 1\text{ V}$ .

Die Berechnung des Dezimationsfaktors Dez wurde nach Gleichung (5.125) bzw. (5.144) vorgenommen. Abbildung 67 zeigt einen Vergleich der  $NETD_{Quant\ SDM\ 1. Ordnung}$  und der  $NETD_{Quant\ SDM\ 2. Ordnung}$ . Daneben ist als Referenz die NETD hervorgerufen durch das 1/f-Rauschen  $NETD_{1/f}$  des Bolometers dargestellt. Die Daten des Bolometers sind Tabelle 2 entnommen. Als Akquisitionszeit wird  $t_{Pixel} = 1\text{ ms}$  und  $U_{Bias} = 1\text{ V}$  angenommen. Es wurde bereits gezeigt, dass die  $NETD_{1/f}$  das Limit bei der gesamten NETD darstellt. Es wird gefordert, dass die NETD hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen wesentlich kleiner ist als die NETD hervorgerufen durch das 1/f-Rauschen. Dies ist beim SDM 1. Ordnung für eine Abtastfrequenz  $f_s > 8\text{ MHz}$  der Fall, beim SDM 2. Ordnung schon für eine Abtastfrequenz  $f_s > 500\text{ KHz}$ . An den SDM angeschlossene Filterstufen müssen zumindest zum Teil mit der

Abtastfrequenz arbeiten. Werden Filter verwendet die seriell arbeiten, laufen diese sogar mit einem Vielfachen der Abtastfrequenz. Grundsätzlich ist daher eine geringere Abtastfrequenz vorzuziehen, da die benötigte Leistung der Filter proportional zur Abtastfrequenz ist. Auch ist die benötigte Bandbreite von Verstärkern der Integratoren abhängig von der Abtastfrequenz. Eine höhere Bandbreite bedeutet eine höhere Leistungsaufnahme.

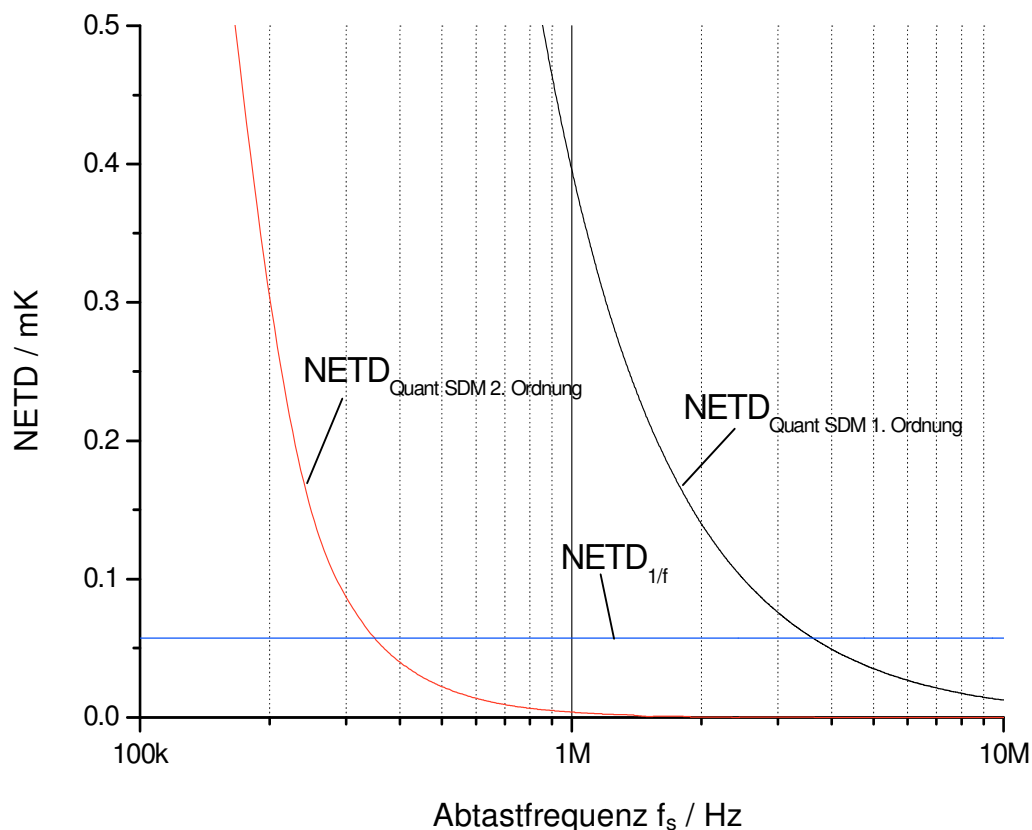


Abbildung 67: Vergleich der NETDs hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen beim SDM 1. Ordnung und 2. Ordnung ( $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ )

Tabelle 17: Grundlegende Vorgaben für das VGA-Bolometer-Array mit SDM

<b>Pixelzahl (inklusive Referenzbolometer)</b>	656 x 488
<b>Framerate <math>f_{\text{frame}}</math></b>	30 Hz
<b><math>U_{\text{Bias}}</math></b>	1 V
<b>Pixelgröße</b>	25 $\mu\text{m}$ x 25 $\mu\text{m}$

Die für die Untersuchung grundlegenden Vorgaben für das zu entwickelnde VGA-Bolometer-Array, bei dem die Variante SDM 2. Ordnung verwendet

werden soll, sind in Tabelle 17 zu finden. 656 Spalten sollen dabei jeweils 488 Bolometer enthalten. Aus Abbildung 64 ist zu entnehmen, dass bei einer Biasspannung von 1 V bei  $1\text{ ms} < t_{\text{Pixel}} < 3\text{ ms}$   $\text{NETD}_w$  ungefähr  $\text{NETD}_{1/f}$  ist. Da  $t_{\text{Pixel}} < t_{\text{frame}}$  bietet sich auch hier das Multiplexen an. Bei einer Framerate von 30 Hz, was einer Framedauer  $t_{\text{frame}}$  von 33.33 ms entspricht, können nach (6.1) bei  $t_{\text{Pixel}} = 1\text{ ms}$  33 Bolometer und  $t_{\text{Pixel}} = 3\text{ ms}$  11 Bolometer unter Vernachlässigung von zusätzlicher Zeit zum Einschwingen des SDMs und unter Umständen zum Rücksetzen des Tiefpass-Filters ausgelesen werden. Eine Ausleseschaltung pro Spalte scheidet demnach aus. Bei einer derart kurzen Akquisitionszeit wäre die NETD hervorgerufen von weißem Rauschen bei weitem zu hoch. Bei  $t_{\text{Pixel}} = 1\text{ ms}$  sind mindestens 15 Ausleseschaltungen pro Spalte erforderlich. Es ist auch denkbar, eine Ausleseschaltung in „Kacheln“ anzuordnen, so dass eine Kachel z.B. aus M Spalten und N Zeilen besteht. Es muss nun geprüft werden, ob eine Ausleseschaltung unter der Fläche von den auszulesenden Bolometern Platz findet. Als realisierbar hat sich erwiesen, mit einer Ausleseschaltung 32 Pixel zu multiplexen. Für die Auslese eines Bolometers steht dann ca. 1.04 ms zur Verfügung, so dass man sich an der Untergrenze der optimalen Akquisitionszeit befindet. Dabei wird die Ausleseschaltung bestehend aus einem SDM 2. Ordnung und einem SINC-Filter 3. Ordnung derart angeordnet, dass sie sich über acht Spalten und vier Zeilen unterhalb der Bolometer erstreckt. Diese Anordnung wird im weiteren Verlauf als „Kluster“ bezeichnet. Die Anzahl der Bolometer, welche gemultiplext werden, wird nun als Multiplexfaktor MUX bezeichnet. Hier wird wiederum auf die Realisierung in Kapitel 7 verwiesen.

## 6.4 Implementierung des ADCs

Ein on-Chip implementierter ADC bietet den Vorteil, dass das Videosignal direkt in digitaler Form zur Weiterverarbeitung in einem FPGA vorliegt. Es macht einen externen ADC, welcher ansonsten eine zusätzliche Komponente darstellt, überflüssig. Wie bereits in diesem Kapitel erwähnt ist nach Abbildung 61 ein Einsatz auf Pixellevel, Spaltenlevel und Chiplevel oder Shared-In-Pixel möglich. Die Geschwindigkeit eines ADCs steigt mit zunehmender Anzahl an Pixel, welche sich einen ADC teilen. Die Geschwindigkeit ist dabei proportional zur Leistungsaufnahme. Die Implementierung auf Pixellevel bietet die Vorteile, dass

das Rauschen und die Leistungsaufnahme gering sind [20]. Dies ist sicherlich auch für eine überschaubare Anzahl an Pixeln gültig, welche sich einen ADC teilen. Die Implementierung ist jedoch nicht leicht und der Verdrahtungsaufwand steigt. In [21] wurden Chiplevel, Spaltenlevel und Pixellevel-Architekturen für gewöhnliche Image Sensoren verglichen. Hier wird geschrieben, dass ein Pixel mit dem kleinsten ADC (innerhalb von  $2 \times 2$  Pixel), über den in der Literatur berichtet wird [49], mit der Fläche von  $7 \mu\text{m} \times 7 \mu\text{m}$  in einer  $0.18 \mu\text{m}$  CMOS-Technologie eine 16 x größere Fläche benötigt als ein Pixel eines „state-of-the-art“-Sensors in einer  $0.13 \mu\text{m}$  CMOS-Technologie [48]. Daher ist diese Architektur nicht für low-cost-Anwendungen geeignet. Eine Figure of Merit (FOM), welche gewöhnlich für ADCs verwendet wird, wurde für Image Sensoren angepasst. Dann wird diese FOM auf unterschiedliche Sensoren mit Spaltenlevel- und Chiplevel-ADC angewandt. Dabei kommt heraus, dass zwei Sensoren die beste FOM erzielen. Der eine Sensor besitzt einen Spaltenlevel-ADC, der andere einen Chiplevel-ADC. Dieser Ansatz führt also zu keinem Ergebnis. In einem zweiten Ansatz wird in [21] eine allgemeine Betrachtung gemacht, wobei die Leistungseffizienz von Transistoren anhand des Verhältnisses von Transkonduktanz zum Drainstrom ( $g_m/I_D$ ) beurteilt wird. Dieses Verhältnis ist am höchsten bei weiten Transistoren, welche in schwacher Inversion arbeiten. Je weiter ein Transistor ist, desto größer ist jedoch auch seine parasitäre Kapazität, welche die Geschwindigkeit des Transistors begrenzt. Werden also höhere Geschwindigkeiten der Transistoren benötigt, führt dies zwangsläufig zu einer geringeren Leistungseffizienz. Es wird geschlussfolgert, dass die geringe Geschwindigkeit eines Spalten-ADCs den Transistoren erlaubt, in schwacher Inversion zu arbeiten, und daher die Leistungseffizienz größer ist als bei Chiplevel-ADCs.

In der Literatur sind bis auf ein Array mit Pixellevel-ADC [23] (Fertigungsende ist bekannt, aber keine endgültigen Resultate) nur Arrays mit analogem Ausgang oder mit Chiplevel-ADC [12] bekannt. Das Array aus [23] wird in einem  $130 \text{ nm}$ -Prozess gefertigt, welcher sicherlich wesentlich teurer ist als die sonst üblicherweise verwendeten CMOS-Prozesse. [22] schlägt einen ADC in Form eines modifizierten Single Slope ADC mit 10-Bit-Counter vor, welchen sich  $2 \times 2$  Pixel teilen, eine Realisierung ist jedoch nicht bekannt. In [24] wird



behauptet, dass verteilte ADCs eher für sehr große Arrays oder Hochgeschwindigkeitskameras geeignet sind, die in Bezug auf Leistungsaufnahme und Chipfläche von der parallelen Wandlung profitieren. In [25] wird behauptet, dass für ungekühlte Sensoren ein paralleles Auslesekonzept mit einem ADC pro Spalte die beste Wahl ist.

Es wird nun eine FOM für Bolometer-Arrays definiert, wobei die erzielte NETD, die Chipfläche  $A$ , die Leistungsaufnahme  $P$ , die Anzahl  $n_{\text{Pixel}}$  der Pixel und die Framerate  $f_{\text{frame}}$  einfließen. In Tabelle 18 wird für verschiedene Arrays mit einem Pixelabstand von  $25\ \mu\text{m}$  die FOM berechnet. Bei Arrays mit analogen Ausgängen wird der Gesamtleistung noch die Leistung eines extern benötigten ADCs hinzuaddiert. Es wird definiert:

$$FOM = \frac{NETD \cdot A \cdot P}{f_{\text{frame}} \cdot t_{\text{Pixel}}} \quad (6.4)$$

Tabelle 18: Literaturvergleich von Bolometer-Arrays bezüglich Leistungseffizienz und Flächeneffizienz

Quelle	Architektur	Pixel-anzahl $n_{\text{Pixel}}$	Frame-rate $f_{\text{frame}}$ [Hz]	NETD [mK]	Power P [mW]	Fläche A [mm <sup>2</sup> ] (vom Autor geschätzt)	FOM [10 <sup>-13</sup> JKm <sup>2</sup> ]
[12]	Chiplevel-ADC (digital mode)	384 x 288	60	91	255	11.6 x 9.9	4
[12]	Off-Pixel-ADC (analog mode)	384 x 288	60	81	85 (FPA) + 285 (14-Bit ADC AD9240 [60])	11.6 x 9.9	5.19
[23]	Pixellevel-ADC	320 x 240	50	<50	0.45	9.1 x 13.2	7.04
[26] (Material: VOx)	Chiplevel-ADC	640 x 480	30	<35	<0.4	19 x 19	5.48

Leider sind nur Angaben über wenige Bolometer-Arrays öffentlich verfügbar, so dass die Aussagekraft von Tabelle 18 gering ist. Bei [12] können die Videodaten analog oder digital ausgegeben werden. Bei Verwendung der digitalen Daten ist die NETD etwas schlechter als bei der externen AD-Wandlung der analog ausgegebenen Videodaten. Die FOM ist jedoch besser bei Verwendung des internen ADCs, da der ausgewählte externe ADC eine höhere Leistungsaufnahme hat als das gesamte Bolometer-Array bei Betrieb mit internem Wandler. Das einzige Array mit Pixellevel-ADC [26] erreicht überraschenderweise die schlechteste FOM. Hier wäre aufgrund des vermuteten Einsatzes langsamerer Wandler eine effizientere Leistungsaufnahme zu erwarten gewesen. Verglichen mit [12], welches eine vergleichbare Pixelanzahl aufweist, ist die Leistungsaufnahme bei ungefähr gleicher Framerate jedoch um ca. 75% höher.

## 7 Realisierungen von Bolometer-Arrays

### 7.1 160 x 120 Bolometer-Array mit Integratorauslese

Im Rahmen dieser Dissertation ist zuerst ein 160 x 120 Bolometer-Array mit On-Chip-Integratorauslese (Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung) realisiert worden (CMOS-Teil, ohne Bolometer). Da bis zum heutigen Tage noch keine brauchbaren Sensorelemente, welche im Postprozess auf den Auslese-IC aufgebracht werden müssen, verfügbar sind, ist eine Messung der Gesamtperformance nicht möglich gewesen. Das Array soll dennoch vorgestellt werden. In Tabelle 19 sind die Anforderungen an das Array aufgeführt, Abbildung 68 zeigt seine Architektur.

Tabelle 19: Anforderungen an das Bolometer-Array mit 160 x 120 Pixeln

<b>Pixelzahl</b>	160 x 120
<b>Pixelzahl (mit Referenzbolometern)</b>	168 x 128
<b>Pixelgröße</b>	35 $\mu\text{m}$ x 35 $\mu\text{m}$
<b>NETD</b>	< 100 mK
<b>Temperaturmessbereich</b>	-40 °C – 120 °C
<b>Framerate <math>f_{\text{frame}}</math></b>	50 Hz
<b>Ausgabe der Videodaten</b>	Analog

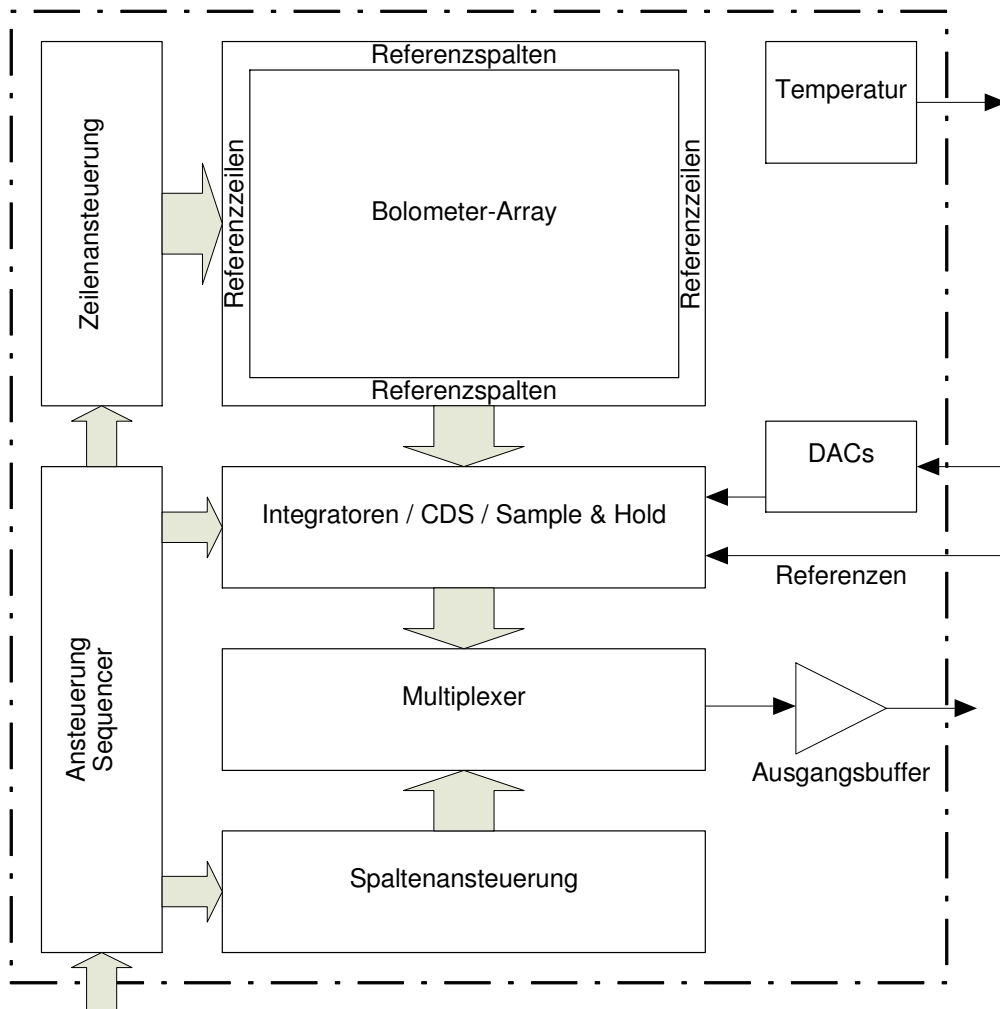


Abbildung 68: Architektur des Bolometer-Arrays mit 160 x 120 Pixeln

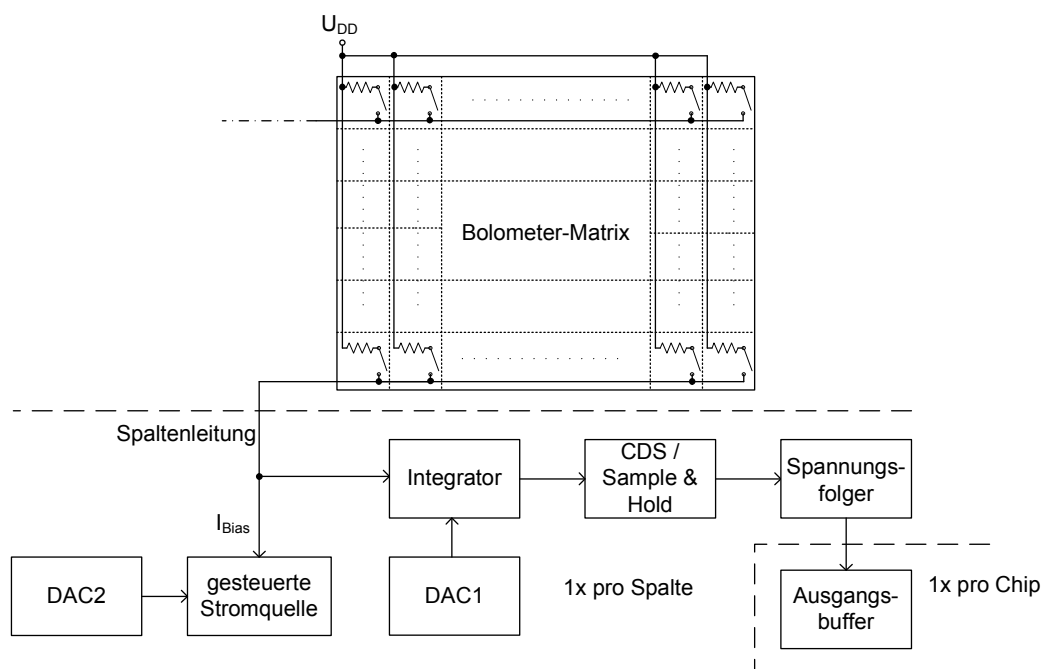


Abbildung 69: Blockschaltbild der Ausleseschaltung mit Bolometer-Matrix

Die ersten vier Bolometer von jeder Kante des Arrays sollen vor Strahlung geschützt sein, um so als Referenz zu dienen. Daher wurden dem Array acht Spalten und acht Zeilen hinzugefügt, so dass es insgesamt 168 Spalten und 128 Zeilen gibt. In jeder Spalte gibt es eine Ausleseschaltung (Abbildung 69). Zwei Digital/Analog-Wandler (engl. Digital/Analog-Converter, DAC) sind individuell vor jeder Auslese einstellbar. DAC1 erzeugt die Referenzspannung am invertierenden Eingang des Integrators. Die Spannung über dem Bolometer errechnet sich aus der Differenz von Betriebsspannung  $U_{dd}$  und der angelegten Referenzspannung. Hierdurch kann der Strom durch das Bolometer und der Leistungsverbrauch im Bolometer festgelegt werden. DAC2 stellt den Biasstrom ein, der von dem Bolometerstrom vor der Integration subtrahiert wird. So kann der Aussteuerbereich des Integrators angepasst werden. Die an den Integrator anschließende Correlated Double Sampling(CDS)-Stufe speichert zu Beginn der Integration die Ausgangsspannung des Integrators. Abschließend wird noch ein zweiter Wert zum Ende der Integration abgetastet. So werden die beim Reset durch das Rauschen des Resetschalters auf der Integrationskapazität verbliebene Ladung und der Offset, der bei der Vorladung der Integrationskapazität entstanden ist, eliminiert. Eine Hochpassfilterung des Sensorsignals zur Reduzierung von niederfrequentem Rauschen des Bolometers ist nicht möglich. Das Bolometer besitzt keinen Resetzustand und das gesamte niederfrequente Rauschen wird im Integrator aufintegriert. Allenfalls das  $1/f$ -Rauschen des Integrators wird teilweise reduziert. Der Wert, welcher von der CDS-Stufe ermittelt wurde, wird auf einem Speicherkondensator gespeichert. Es gibt insgesamt zwei Speicherkondensatoren pro Spalte, damit schon ein neuer Wert aufgenommen werden kann, bevor der vorherige weitergegeben werden konnte. Über den Spannungsfolger, der vom Ausgangsmultiplexer angesteuert wird, wird der gespeicherte Wert an den Ausgangsverstärker weitergeleitet. Der zeitliche Ablauf der Auslese der Bolometer innerhalb einer Spalte ist in Abbildung 70 dargestellt. Nacheinander werden in jeder Spalte die einzelnen Bolometer ausgelesen. Die Akquisitionszeit für ein Bolometer  $t_{\text{Pixel}}$  errechnet sich also aus der für ein Bild zur Verfügung stehenden Zeit  $t_{\text{Frame}}$  dividiert durch die Anzahl der Bolometer in einer Spalte abzüglich der Zeit, welche für den Reset des Integrators benötigt wird. Diese ist jedoch im Vergleich zur Akquisitionszeit

vernachlässigbar klein. Über die Zeilenansteuerung und Spaltenansteuerung, die als Schieberegister realisiert sind, werden nacheinander die einzelnen Zeilen bzw. Spalten angewählt. Des Weiteren bietet der Chip vier Temperaturmessstellen, die jeweils aus zwei gleichen Dioden bestehen. Anhand der Spannungsabfälle an den zwei Dioden bei unterschiedlichem Strom kann auf die absolute Temperatur geschlossen werden. Abbildung 71 zeigt das Chipfoto des Sensors und die technischen Daten sind in Tabelle 20 aufgeführt.

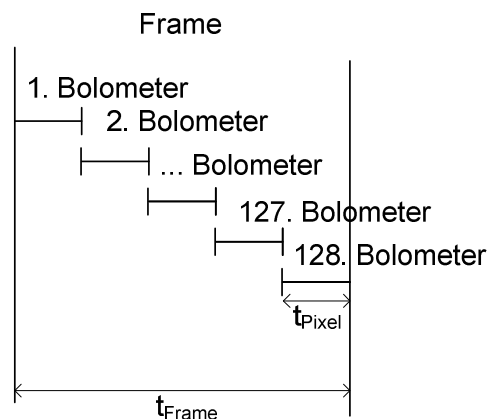


Abbildung 70: Ablauf der Auslese der Bolometer in einer Zeile innerhalb eines Bildes

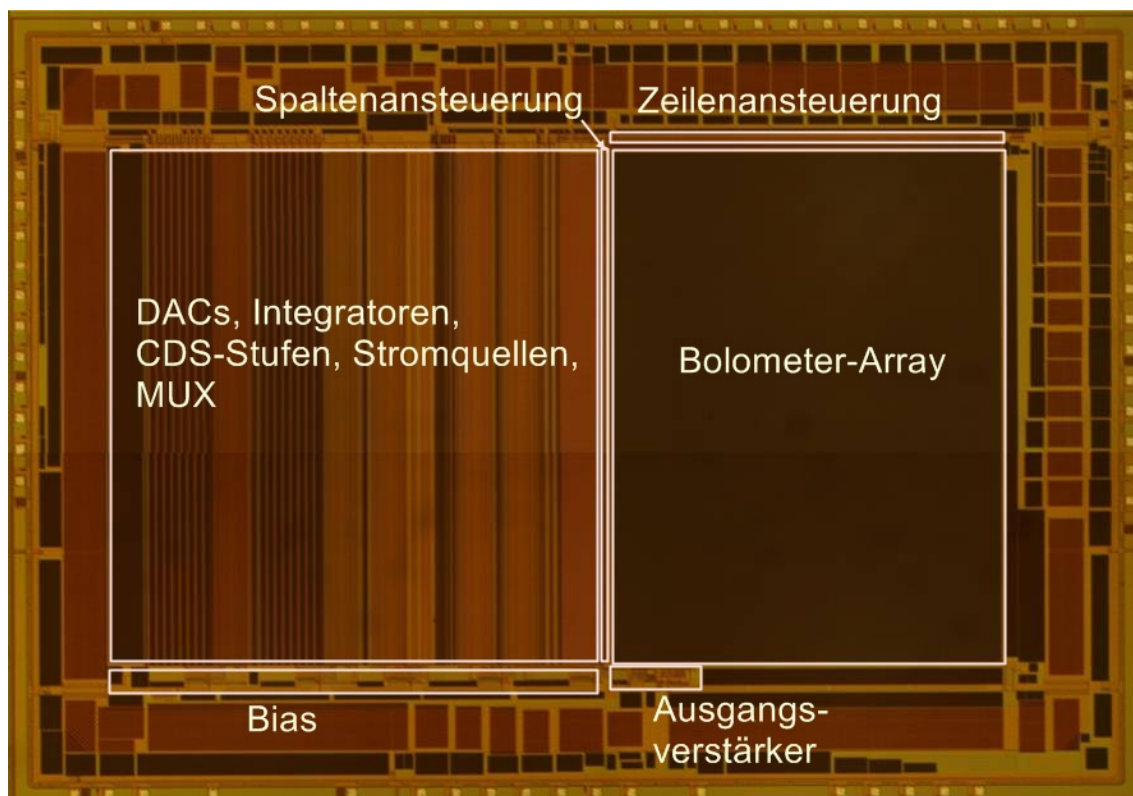


Abbildung 71: Layout des 160 x 120 Bolometer-Arrays (Das Bolometer-Array innerhalb des Chips ist lediglich für Bolometer vorgesehen)

Tabelle 20: Technische Daten des 160 x 120 Bolometer-Arrays

<b>Pixelzahl</b>	160 x 120
<b>Pixelgröße</b>	35 $\mu\text{m}$ x 35 $\mu\text{m}$
<b>Chipfläche</b>	117 mm <sup>2</sup>
<b>Spannungsversorgung</b>	3.3 V
<b>Max. Pixeltakt</b>	1.075 MHz
<b>Framerate <math>f_{\text{frame}}</math></b>	50 Hz

### 7.1.1 Systementwurf

Der beschriebene Systementwurf beschränkt sich ausschließlich auf den im Integrator verwendeten OTA. Anhand der zu erzielenden NETD, der zur Verfügung stehenden Integrationszeit und des Hubes des Integrators  $\Delta U$  sind die Werte für den Integrationskondensator und Lastkondensator mittels Gleichung (7.1) bzw. der Rauschabschätzung festzulegen. Zu berücksichtigen ist, dass der Biasstrom vom Bolometerstrom zu subtrahieren ist. Dieser ist jedoch nicht beliebig genau einstellbar. Realistisch ist z.B. eine Toleranz  $T_I$  von  $\pm 10\%$  (geschätzt, ohne individuell einstellbaren DAC). Zudem schwankt der Bolometerwiderstand prozessbedingt ebenfalls um  $T_R = \pm 10\%$  (geschätzt). Ausgehend vom „worst case“ ergibt sich für die Integrationskapazität ein Minimalwert von

$$C_{\text{int(min)}} = \left( T_I I_{\text{Bias}} + T_R \frac{U_{\text{Bias}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} \right) \frac{t_{\text{Pixel}}}{\Delta U}, \quad (7.1)$$

sofern kein individuell einstellbarer DAC zur Verfügung steht. Es ist zudem darauf zu achten, dass das Verstärkungsbandbreiteprodukt des OTAs nicht zu gering ist, da ansonsten der Resetvorgang zu viel Zeit in Anspruch nehmen könnte.

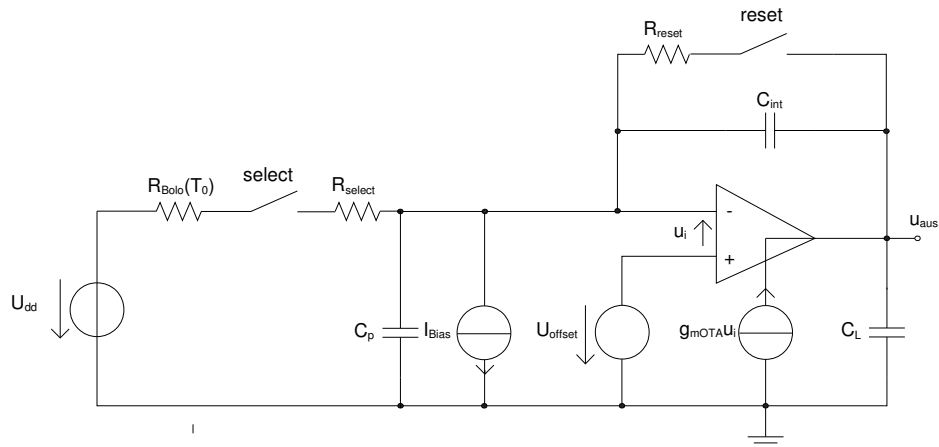


Abbildung 72: Vereinfachte Ersatzschaltung des Integrators

Es soll nun die minimale Bandbreite für den OTA bestimmt werden. Wenn ein Spannungssprung am Knoten  $U_{dd}$  mit der Amplitude  $U_{in}$  appliziert wird, erhält man für die Stoßantwort  $u_{aus}(t)$  entsprechend der im Anhang ermittelten Übertragungsfunktion nach Gleichung (A.3)

$$u_{aus}(t) = U_{in} \left( \frac{1 + \frac{C_{tot}}{C_{int}}}{g_{mOTA}} \left( 1 - e^{-\frac{-g_{mOTA}t}{C_{tot}}} \right) - \frac{t}{C_{int}R} \right) \quad (7.2)$$

wobei  $C_{tot} = C_L + C_{int} + (C_p + C_L)/C_{int}$ . Es ist zu gewährleisten, dass die Integrationszeit  $t_{Pixel} \gg C_{tot}/g_{mOTA}$ , so dass die Exponentialfunktion ausreichend abgeklungen ist. Zusätzlich ist im Vergleich zur idealen Stoßantwort nach (7.3) ein Offset vorhanden, welcher jedoch durch die nachfolgende Correlated Double Sampling (CDS)-Stufe entfernt wird.

$$u_{aus}(t)|_{ideal} = -U_{in} \frac{t}{C_{int}R} \quad (7.3)$$

Als Architektur wurde der Folded Cascode OTA gewählt, welcher in [33] beschrieben wird. Es handelt sich dabei um eine bewährte Architektur, welche aufgrund der Kaskoden am Ausgangsknoten eine relativ hohe Verstärkung liefert.

### 7.1.2 Rauschabschätzung

Aus Kapitel 5 ist die grundlegende Rauschanalyse für die Integratorauslese bereits bekannt. Einfließen müssen nun noch die Rauschanteile der durch die vom ersten DAC erzeugten Referenzspannung, die am nichtinvertierenden



Eingang des Integrators anliegt, und die Anteile von der Offsetstromquelle. Der Offsetstrom wird von einem Spannungs-Strom-Wandler erzeugt. Seine Eingangsspannung wird vom zweiten DAC bereitgestellt. Reset-Rauschanteile der DACs gehen direkt ins Signal ein und werden im Integrator aufintegriert. Die CDS-Stufe leistet einen weiteren Beitrag. Niederfrequentes Rauschen wird reduziert, die Leistung von hochfrequentem Rauschen wird jedoch verdoppelt. Es folgen ein Sample & Hold Glied, ein Spannungsfolger als Spaltenverstärker und der Ausgangsverstärker. Abbildung 73, Abbildung 74 und Abbildung 75 zeigen die detaillierte Verschaltung des Integrators und der Offsetstromquelle (U/I-Wandler aus [59]), der CDS-Stufe bzw. der DACs. Zahlreiche Rauschquellen sind eingezeichnet. Abbildung 77 und Abbildung 78 zeigen den Spannungsfolger bzw. den zweistufigen Ausgangsverstärker. Tabelle 21 und Tabelle 22 geben einen Überblick über die berücksichtigten Rauschquellen bzw. die Übertragungs-funktionen.

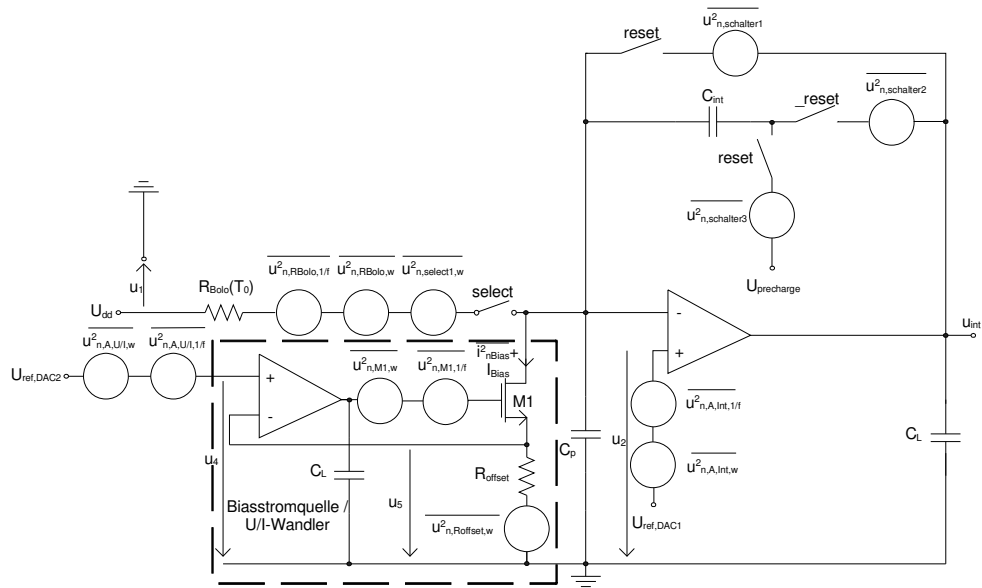


Abbildung 73: Schaltung des Integrators und der Offsetstromquelle mit Rauschquellen

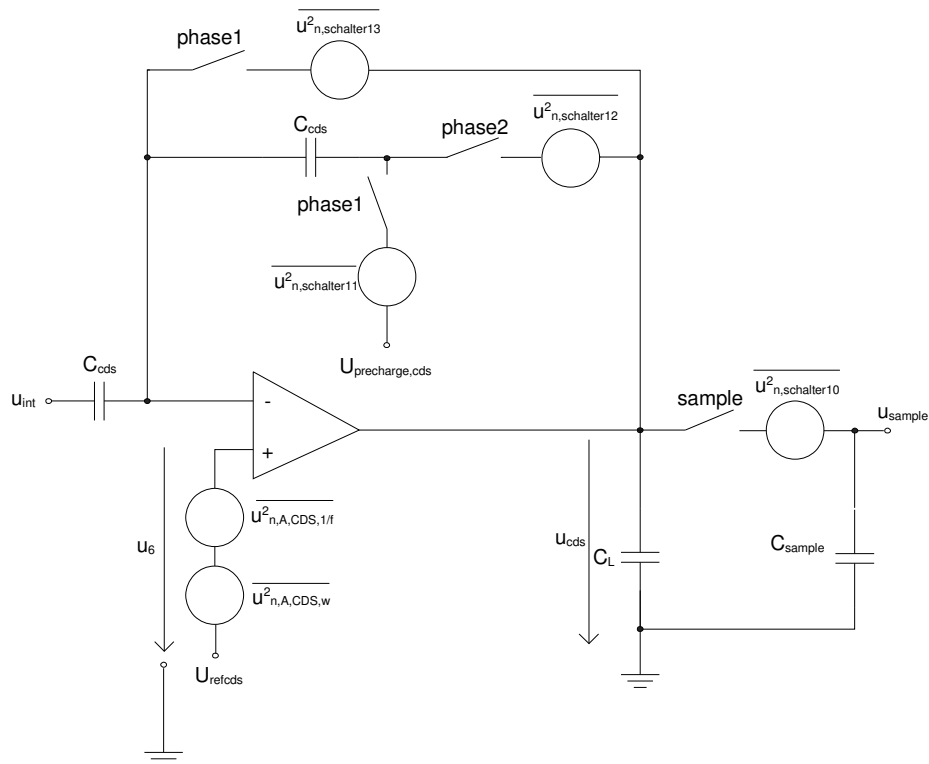


Abbildung 74: Schaltung der CDS-Stufe mit Rauschquellen

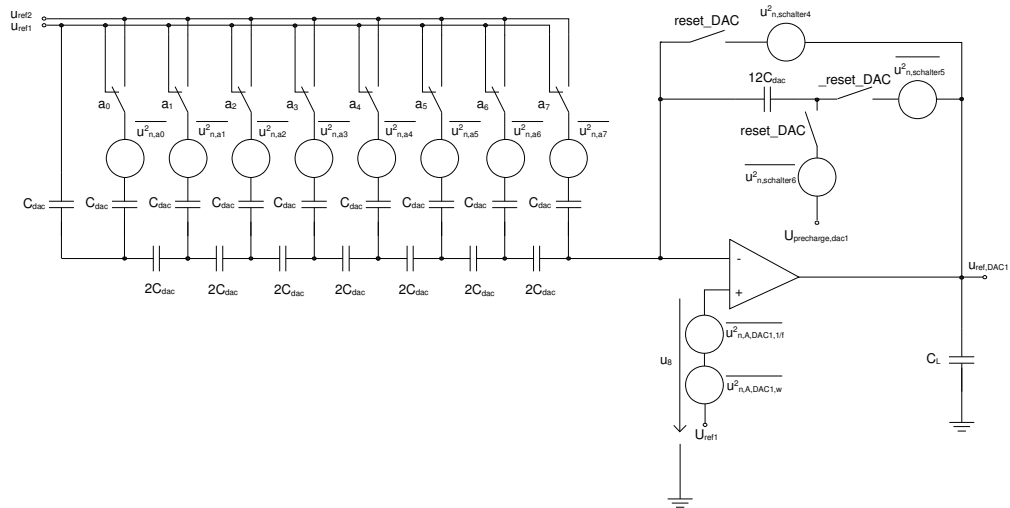


Abbildung 75: Schaltung des DAC1 mit Rauschquellen

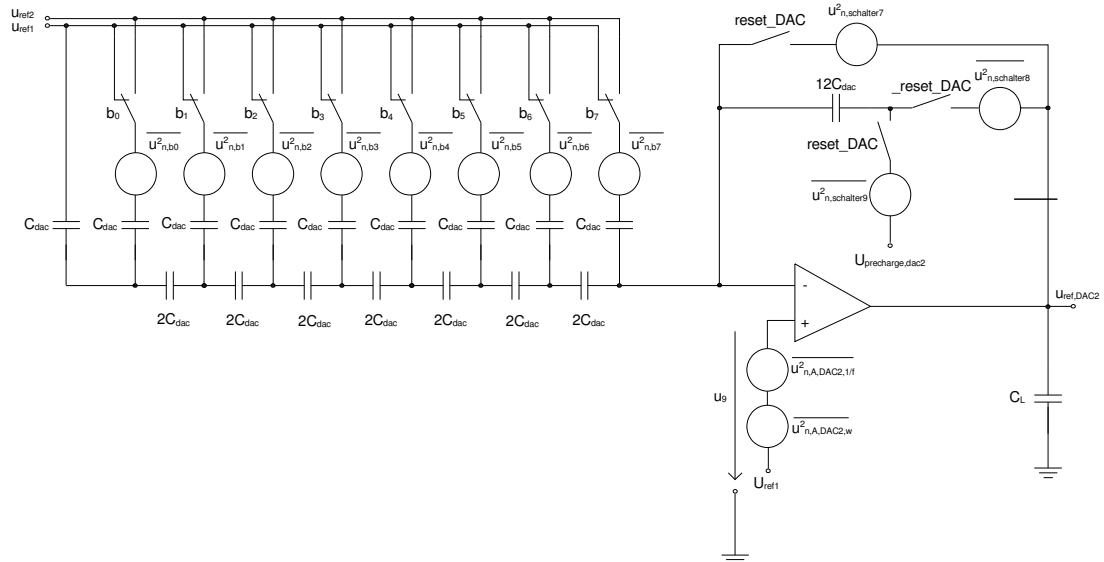


Abbildung 76: Schaltung des DAC2 mit Rauschquellen

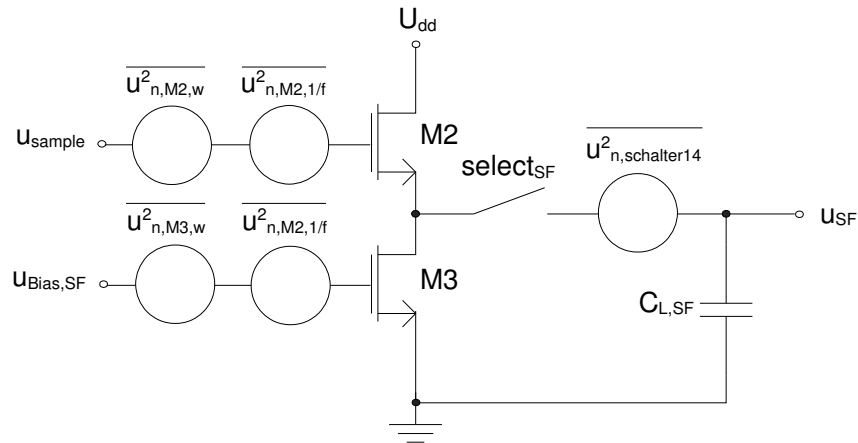


Abbildung 77: Schaltung des Spannungsfolgers als Spaltenverstärker mit Rauschquellen

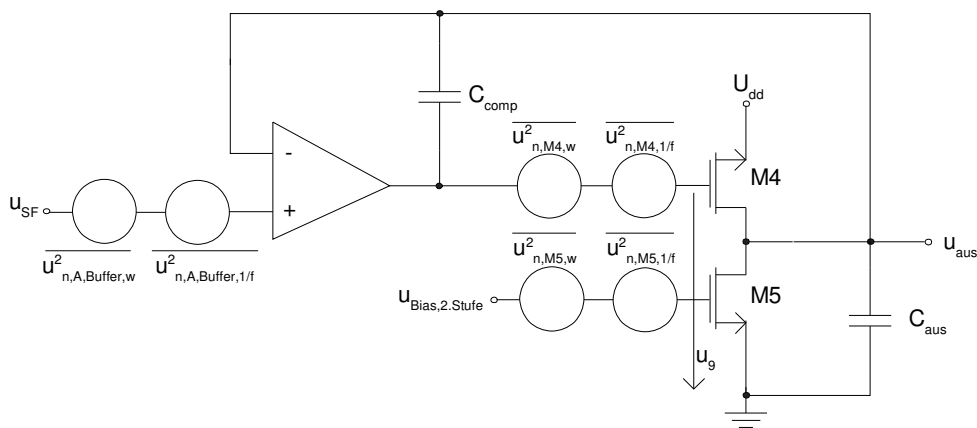


Abbildung 78: Schaltung des Ausgangsverstärkers mit Rauschquellen

Das zugehörige Taktschema ist in Abbildung 79 dargestellt. Die Bits  $a_0 - a_7$  für den DAC1 zur Steuerung der Spannung am nichtinvertierenden Knoten des Integrator-OTAs und die Bits  $b_0 - b_7$  für den DAC2 zur Steuerung der Biasstromquelle können je nach Bedarf zusammen mit `_reset_DAC` geschaltet werden.

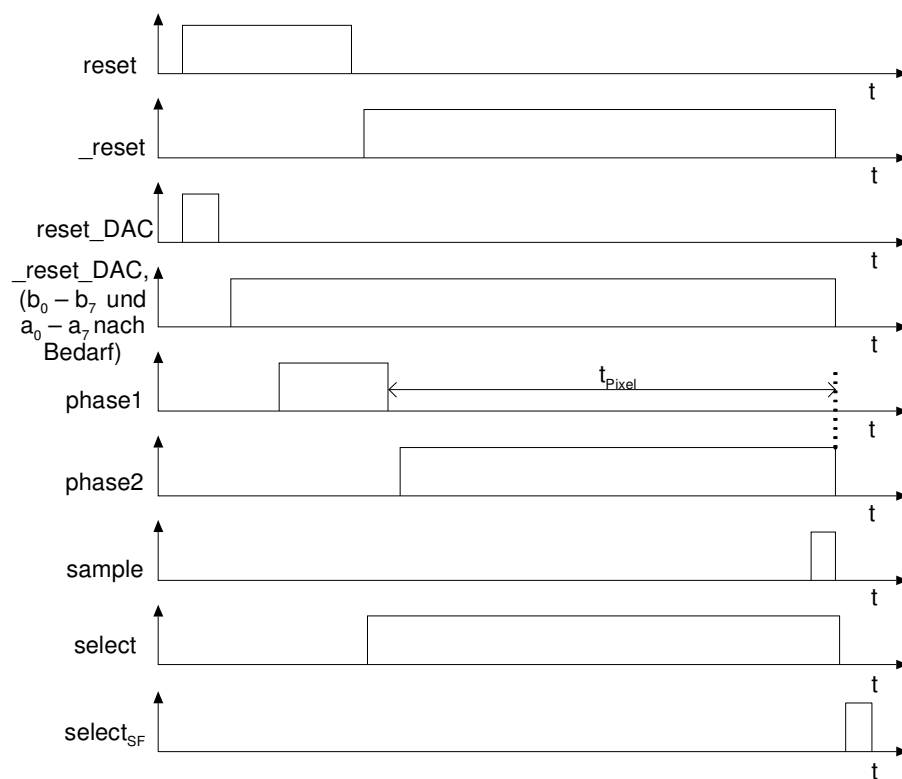


Abbildung 79: Taktschema für die Integrator-Auslese

Tabelle 21: Rauschquellen und deren Beiträge beim Bolometer-Array mit 160 x 120 Pixel

Quelle	Rauschleistungsdichte
Bolometer	$\frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$
R <sub>offset</sub>	$\frac{\overline{u_{n,Roffset}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{offset}$
OTA U/I-Wandler	$\frac{\overline{u_{n,A,U/I,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,U/I,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
OTA Integrator	$\frac{\overline{u_{n,A,Int,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,Int,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
OTA CDS	$\frac{\overline{u_{n,A,CDS,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,CDS,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
OTA DAC1	$\frac{\overline{u_{n,A,DAC1,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC1,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
OTA DAC2	$\frac{\overline{u_{n,A,DAC2,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC2,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
Spannungsfolger M2 (Rauschen von M3 in K <sub>SH</sub> berücksichtigt)	$\frac{\overline{u_{n,M2,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M2,1/f}^2}}{\Delta f} = K_{SH} \frac{4kT_0 n \gamma}{g_{mM2}} + K_{SH} \frac{k_{fSF}}{C_{ox}^2 W_2 L_2} \frac{1}{f}$
Ausgangsbuffer	$\frac{\overline{u_{n,Buffer,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,Buffer,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4K_B kT_0 n \gamma}{g_{m1Buffer}} + 2K_B \frac{k_{fBuffer}}{C_{ox}^2 W_B L_B} \frac{1}{f}$
Ausgangsbuffer zweite Stufe (Rauschen von M5 in K <sub>B2</sub> berücksichtigt)	$\frac{\overline{u_{n,M4,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M4,1/f}^2}}{\Delta f} = K_{B2} \frac{4kT_0 n \gamma}{g_{mM4}} + K_{B2} \frac{k_{fBuffer2}}{C_{ox}^2 W_4 L_4} \frac{1}{f}$
M1 (wird vernachlässigt, vgl. Anhang)	$\frac{\overline{u_{n,M1,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,M1,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{m1M1}} + \frac{k_{fM1}}{C_{ox}^2 W_1 L_1} \frac{1}{f}$

Tabelle 22: Übertragungsfunktionen

$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang CDS – Stufe}}{\text{Spannung Eingang Bolometerwiderstand}} \right ^2$ $ H_{Bolo\_c ds}(f) ^2 = \left  \frac{u_{c ds}}{u_1} \right ^2 = \left  \frac{1}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int}} \cdot \frac{1 - j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA} \left( 1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}} \right)} \cdot \frac{C_L + C_{sp} + \frac{C_L C_{sp}}{C_{int}}}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_{sp} + \frac{C_L C_{sp}}{C_{int}}}{g_{m1}}} \right ^2$
$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang CDS – Stufe}}{\text{Spannung nichtinvertierender Eingang OTA(Integrator)}} \right ^2 \text{ für}$ <p>niederfrequentes Rauschen</p> $ H_{int+_{c ds, l/f}}(f) ^2 = \left  \frac{u_{c ds}}{u_1} \right ^2 = \left  \left( \frac{1}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int}} + 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right) \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{m1OTA}}} \left( 1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}} \right) \right ^2$
$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang CDS – Stufe}}{\text{Spannung nichtinvertierender Eingang OTA(Integrator)}} \right ^2 \text{ für}$ <p>hochfrequentes Rauschen</p> $ H_{int+_{c ds, w}}(f) ^2 = \left  \frac{u_{c ds}}{u_1} \right ^2 = \left  \frac{\left( 1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}} \right)}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int}} \right ^2 + 2 \left  \frac{\left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}}}{g_{m1OTA}}} \right ^2$

$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang CDS – Stufe}}{\text{Strom Stromeingang Integrator}} \right ^2$ $ H_{IBias\_c ds}(f) ^2 = \left  \frac{u_{c ds}}{I_{Bias}} \right ^2 = \left  \frac{1}{j2\pi f C_{int}} \cdot \frac{1 - \frac{j2\pi f C_{int}}{g_{mOTA}}}{C_L + C_{sp} + \frac{C_L C_{sp}}{C_{int}}} (1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}}) \right ^2$
$\left  \frac{\text{Biasstrom}}{\text{Spannung über } R_{offset}} \right ^2$ $ H_{Roffset}(f) ^2 = \left  \frac{i_{Bias}}{u_3} \right ^2 = \left  \frac{1}{R_{offset}} \right ^2$
$\left  \frac{\text{Spannung über } R_{offset}}{\text{Spannung Eingang OTA der Stromquelle}} \right ^2$ $ H_{Regler}(f) ^2 = \left  \frac{u_3}{u_4} \right ^2 = 1$
$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang DAC1}}{\text{Spannung Eingang OTA DAC1}} \right ^2$ $ H_{DAC1}(f) ^2 = \left  \frac{u_{refDAC1}}{u_7} \right ^2 = \left  \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right) \frac{1}{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}} \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}}{g_{m1OTA}}} \right ^2$
$\left  \frac{\text{Spannung Ausgang DAC2}}{\text{Spannung Eingang OTA DAC2}} \right ^2$ $ H_{DAC2}(f) ^2 = \left  \frac{u_{refDAC2}}{u_8} \right ^2 = \left  \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right) \frac{1}{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}} \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}}{g_{m1OTA}}} \right ^2$



$$\left| \frac{\text{Spannung Ausgang CDS - Stufe}}{\text{Spannung Eingang OTA CDS}} \right|^2 \quad \text{für hochfrequentes Rauschen}$$

$$\left| H_{cds,w}(f) \right|^2 = \left| \frac{u_{cds}}{u_6} \right|^2 = 2 \left| \left( 1 + \frac{C_{cds}}{C_{cds}} \right) \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_{cds} + \frac{C_L C_{cds}}{C_{cds}}}{g_{m1OTA}}} \right|^2$$

$$\left| \frac{\text{Spannung Ausgang CDS - Stufe}}{\text{Spannung Eingang OTA CDS}} \right|^2 \quad \text{für niederfrequentes Rauschen}$$

$$\left| H_{cds,l/f}(f) \right|^2 = \left| \frac{u_{cds}}{u_6} \right|^2 = \left| \left( 1 + \frac{C_{cds}}{C_{cds}} \right) \frac{(1 - e^{-j2\pi f t_{Pixel}})}{1 + j2\pi f \frac{C_L + C_{cds} + \frac{C_L C_{cds}}{C_{cds}}}{g_{m1OTA}}} \right|^2$$

$$\left| \frac{\text{Spannung Ausgang Source Follower}}{\text{Spannung Sample \& Hold}} \right|^2$$

$$\left| H_{SF}(f) \right|^2 = \left| \frac{u_{SF}}{u_{sample}} \right|^2 = \left| \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_{L,SF}}{g_{mM2}}} \right|^2$$

$$\left| \frac{\text{Spannung Eingang Differenzstufe Ausgangsbuffer}}{\text{Spannung Ausgang Ausgangsbuffer}} \right|^2$$

$$\left| H_{Buffer}(f) \right|^2 = \left| \frac{u_{aus}}{u_{SF}} \right|^2 = \left| \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_{comp}}{g_{m1Buffer}}} \right|^2$$

$$\left| \frac{\text{Spannung Ausgang Differenzstufe Ausgangsbuffer}}{\text{Spannung Ausgang Ausgangsbuffer}} \right|^2$$

$$\begin{aligned}
 |H_{2.Stufe}(f)|^2 &= \left| \frac{u_{aus}}{u_9} \right|^2 = \left| \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_{aus}}{g_{mM4}}} \right|^2 \\
 \frac{\text{Spannung Ausgang CDS - Stufe}}{\text{Spannung Sample \& Hold}} &^2 \\
 |H_{SH}(f)|^2 &= \left| \frac{u_{c ds}}{u_{sample}} \right|^2 = 1
 \end{aligned}$$

Im Folgenden wird die Rauschleistung bestimmt, die auf dem Abtastkondensator  $C_{sample}$  gespeichert wird. Das kTC-Rauschen rührt von den Schaltern im Rückkoppelzweig der CDS-Stufe bzw. des Sample & Hold Gliedes her.

$$\overline{u_{n,sample,w}^2} = \int_0^\infty \left[ \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{Bolo\_c ds}(f)|^2 + \left( \frac{\overline{u_{n,A,Int,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC1,w}^2}}{\Delta f} |H_{DAC1}(f)|^2 \right) |H_{OTA,int+_c ds,w}(f)|^2 + \right. \quad (7.4)$$

$$\left. + \left( \frac{\overline{u_{n,A,U/I,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC2,w}^2}}{\Delta f} |H_{DAC2}(f)|^2 \right) |H_{Re gler}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,Roffset}^2}}{\Delta f} \left( |H_{IBias\_c ds}(f) \cdot H_{Roffset}(f)|^2 \right) + \right. \\
 \left. + \frac{\overline{u_{n,A,CDS,w}^2}}{\Delta f} |H_{c ds}(f)|^2 \right] df + \frac{3kT}{C_{c ds}} + \frac{kT}{C_{sample}}$$

$$\overline{u_{n,sample,1/f}^2} = \int_{f_1}^\infty \left[ \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{Bolo\_c ds}(f)|^2 + \left( \frac{\overline{u_{n,A,Int,1/f}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC1,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{DAC1}(f)|^2 \right) |H_{OTA,int+_c ds,1/f}(f)|^2 + \right. \quad (7.5) \\
 \left. + \left( \frac{\overline{u_{n,A,U/I,1/f}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,A,DAC2,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{DAC2}(f)|^2 \right) \left( |H_{IBias\_c ds}(f) \cdot H_{Re gler}(f) \cdot H_{Roffset}(f)|^2 \right) + \right. \\
 \left. + \frac{\overline{u_{n,A,CDS,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{c ds}(f)|^2 \right] df$$

Hinzu kommen noch die Beiträge an weißem und 1/f-Rauschen des Spannungsfolgers und des Ausgangsbuffers.

$$\overline{u_{n,SF,Buffer,w}^2} = \int_0^\infty \left[ \frac{\overline{u_{n,M2,w}^2}}{\Delta f} |H_{SF}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,Buffer,w}^2}}{\Delta f} |H_{Buffer}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,M4,w}^2}}{\Delta f} |H_{2.Stufe}(f)|^2 \right] df \quad (7.6)$$

$$\overline{u_{n,SF,Buffer,1/f}^2} = \int_0^\infty \left[ \frac{\overline{u_{n,M2,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{SF}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,A,Buffer,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{Buffer}(f)|^2 + \frac{\overline{u_{n,M4,1/f}^2}}{\Delta f} |H_{2.Stufe}(f)|^2 \right] df \quad (7.7)$$

Abschließend werden noch die Fehler berechnet, die durch den Reset der DACs entstehen. Das entstehende kTC-Rauschen wirkt sich wie ein DC-Offset aus, der direkten Einfluss auf das Signal hat und aufintegriert wird. Da vor jeder

neuen Auslese eine neue Wandlung durchgeführt wird, äußert sich dies als temporales Rauschen. Die Varianz kann wie folgt berechnet werden:

$$\sqrt{u_{n,reset}^2} = \sqrt{u_{n,DAC1,reset}^2 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 + u_{n,DAC2,reset}^2 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{offset}C_{int}} \right)^2} \quad (7.8)$$

mit

$$u_{n,DAC1,reset}^2 = u_{n,DAC2,reset}^2 = 2 \frac{KkT_0n\gamma}{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}} + \frac{kT_0}{12C_{dac}} + \frac{kT_0}{2C_{dac}} \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}}. \quad (7.9)$$

Das gesamte Rauschen setzt sich zusammen aus

$$u_{n,ges}^2 = u_{n,sample,1/f}^2 + u_{n,sample,w}^2 + u_{n,SF,Buffer,w}^2 + u_{n,SF,Buffer,1/f}^2 + u_{n,reset}^2. \quad (7.10)$$

Dabei wird davon ausgegangen, dass die Übertragungsfunktion des Systems Ausgang des Sample & Hold Gliedes → Spannungsausgang des Chips „1“ ist. Die Berechnung befindet sich im Anhang. In Tabelle 23 sind die wichtigsten Parameter der verwendeten Komponenten für die Rauschberechnung aufgelistet. Tabelle 24 zeigt die Ergebnisse der Berechnung. Die zu erzielende NETD ist demnach um den Faktor 3 größer als die geforderte. Dies ist vor allem dem beim Resetvorgang der C2C-DACs hervorgerufenen Rauschen zu verdanken. Ohne diesen dominanten Rauschteil läge die NETD bei ca. 80 mK. In einem Redesign wurde der C2C-DAC durch einen R2R-DAC ausgetauscht, so dass dieser dominante Rauschbeitrag entfällt. Natürlich sollte auch die Responsivität des Sensors verbessert werden. Hier kann vor allem der Wärmeleitwert verkleinert werden.

Tabelle 23: Parameter des 160 x 120 Arrays

<b><math>R_{\text{Bolo}}(T_0)</math></b>	10 M $\Omega$
<b><math>R_{\text{offset}}</math></b>	7 M $\Omega$
<b><math>C_{\text{cds}}</math></b>	1 pF
<b><math>C_L</math></b>	3 pF
<b><math>C_{\text{cds}}</math></b>	1 pF
<b><math>C_{\text{int}}</math> (einstellbar)</b>	380 fF – 1.14 pF
<b><math>C_{\text{dac}}</math></b>	0.5 pF
<b><math>C_{\text{comp}}</math></b>	10 pF
<b><math>C_{L,\text{SF}}</math></b>	2 pF
<b><math>C_{\text{sample}}</math></b>	1 pF
<b><math>C_{\text{aus}}</math></b>	30 pF
<b><math>t_{\text{Pixel}}</math></b>	160 $\mu\text{s}$
<b><math>g_{\text{mOTA}}</math></b>	100 $\mu\text{S}$
<b><math>g_{\text{mBuffer}}</math></b>	1.5 mS
<b><math>g_{\text{mM2}}</math> (Spannungsfolger)</b>	265 $\mu\text{S}$
<b><math>g_{\text{mM3}}</math> (Spannungsfolger)</b>	150 $\mu\text{S}$
<b><math>g_{\text{mM4}}</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	5.2 mS
<b><math>g_{\text{mM5}}</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	5.2mS
<b>W (OTAs)</b>	200 $\mu\text{m}$
<b>L (OTAs)</b>	1 $\mu\text{m}$
<b><math>W_1</math> (M1 U/I-Wandler)</b>	5 $\mu\text{m}$
<b><math>L_1</math> (M1 U/I-Wandler)</b>	10 $\mu\text{m}$
<b><math>W_2</math> (Spannungsfolger)</b>	50 $\mu\text{m}$
<b><math>L_2</math> (Spannungsfolger)</b>	5 $\mu\text{m}$
<b><math>W_3</math> (Spannungsfolger)</b>	30 $\mu\text{m}$
<b><math>L_3</math> (Spannungsfolger)</b>	5 $\mu\text{m}$
<b><math>W_4</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	750 $\mu\text{m}$
<b><math>L_4</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	1 $\mu\text{m}$
<b><math>W_5</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	280 $\mu\text{m}$
<b><math>L_5</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	1.44 $\mu\text{m}$

Fortsetzung Tabelle 24

<b><math>W_B</math> (Buffer 1. Stufe)</b>	106 $\mu\text{m}$
<b><math>L_B</math> (Buffer 1. Stufe)</b>	3 $\mu\text{m}$
<b><math>n\gamma</math></b>	1.5
<b><math>k_{f\text{NMOS}}</math> (moderate Inversion)</b>	$6 \cdot 10^{-28} (\text{C} / \text{m})^2$ (entnommen aus [56], da keine Parameter des verwendeten Prozesses verfügbar)
<b><math>k_{f\text{NMOS}}</math> (starke Inversion)</b>	$2 \cdot 10^{-27} (\text{C} / \text{m})^2$ (entnommen aus [56], da keine Parameter des verwendeten Prozesses verfügbar)
<b><math>k_{f\text{PMOS}}</math> (moderate Inversion)</b>	$4 \cdot 10^{-28} (\text{C} / \text{m})^2$ (entnommen aus [56], da keine Parameter des verwendeten Prozesses verfügbar)
<b><math>k_{f\text{PMOS}}</math> (starke Inversion)</b>	$1 \cdot 10^{-27} (\text{C} / \text{m})^2$ (entnommen aus [56], da keine Parameter des verwendeten Prozesses verfügbar)
<b><math>k_{f\text{OTA}}</math></b>	$k_{f\text{PMOS}}$ (moderate Inversion)
<b><math>k_{f\text{Buffer}}</math></b>	$k_{f\text{NMOS}}$ (moderate Inversion)
<b><math>k_{f\text{Buffer2}}</math></b>	$k_{f\text{NMOS}}$ (starke Inversion)
<b><math>k_{f\text{SH}}</math></b>	$k_{f\text{NMOS}}$ (starke Inversion)
<b><math>k_{f\text{Buffer}}</math></b>	$k_{f\text{NMOS}}$ (moderate Inversion)
<b><math>K</math> (OTAs)</b>	3
<b><math>K_B</math> (Buffer 1. Stufe)</b>	4.1
<b><math>K_{B2}</math> (Buffer zweite Stufe)</b>	2
<b><math>K_{\text{SF}}</math> (Spannungsfolger)</b>	1.6

Tabelle 24: Berechnete Rauschwerte und geschätzte NETD des 160 x 120 Arrays für  $C_{\text{int}} = 760 \text{ fF}$

$\sqrt{u_{n,reset}^2}$	3.6 mV
$\sqrt{u_{n,sample}^2}$	0.9 mV
$\sqrt{u_{n,sample,1/f}^2}$	417 $\mu\text{V}$
$\sqrt{u_{n,SF,Buffer,w}^2}$	0.1 mV
$\sqrt{u_{n,SF,Buffer,1/f}^2}$	417 $\mu\text{V}$
$\sqrt{u_{n,ges}^2}$	3.73 mV
NETD	0.3 K

### 7.1.3 Simulationen

Abbildung 80 zeigt die Ausgangsspannung am Integrator und an der der CDS-Stufe während einer Auslese zu einem Zeitpunkt, wo schon mehrere Integrationen und Resets ausgeführt wurden. Die Integrationskapazität wird zunächst auf 3 V vorgeladen und integriert dann den Bolometerstrom abzüglich des Offsetstromes über einen Zeitraum von ca. 160  $\mu\text{s}$ . Dabei wurde als Sensorelement das in Kapitel 4 entwickelte VerilogA-Modell eines Bolometers verwendet, welches die Strahldichte eines betrachteten schwarzen Strahlers und die Eigenerwärmung während der Auslese berücksichtigt. Die CDS-Stufe wurde zuvor auf ca. 0.35 V vorgeladen. Abbildung 81 zeigt zu einem Zeitpunkt kurz vor dem Ende der Integrationszeit vier verschiedene Spannungsverläufe am Ausgang der CDS-Stufe hervorgerufen durch unterschiedliche Strahldichten eines schwarzen Strahlers, wobei die Verläufe von  $T_{\text{Str}} = 300 \text{ K}$  und  $T_{\text{Str}} = 300.1 \text{ K}$  optisch nicht voneinander zu unterscheiden sind. Tabelle 25 zeigt zugehörig dazu die Strahlertemperaturen, Strahldichten, die Werte der Ausgangsspannung an der CDS-Stufe und die entsprechenden Differenzen zum Referenzwert bei  $T_{\text{Str}} = 300 \text{ K}$ .

Tabelle 25: Strahlertemperaturen, Strahldichten, die Werte der Ausgangsspannung an der CDS-Stufe und Differenzen zum Referenzwert bei  $T_{\text{Str}} = 300 \text{ K}$

$T_{\text{Str}} / [\text{K}]$	$\Delta T_{\text{Str}} / [\text{K}]$	$L_{\text{Str}} / [\text{W}/(\text{m}^2\text{str})]$	$\Delta L_{\text{Str}} / [\text{W}/(\text{m}^2\text{str})]$	$u_{\text{cds}} / [\text{mV}]$	$\Delta u_{\text{cds}} / [\text{mV}]$
300	0	54.935	0	759.65	0
300.1	0.1	55.019	0.084	759.525	0.125
301	1	55.777	0.0842	758.413	1.237
310	10	63.696	8.761	746.88	12.77

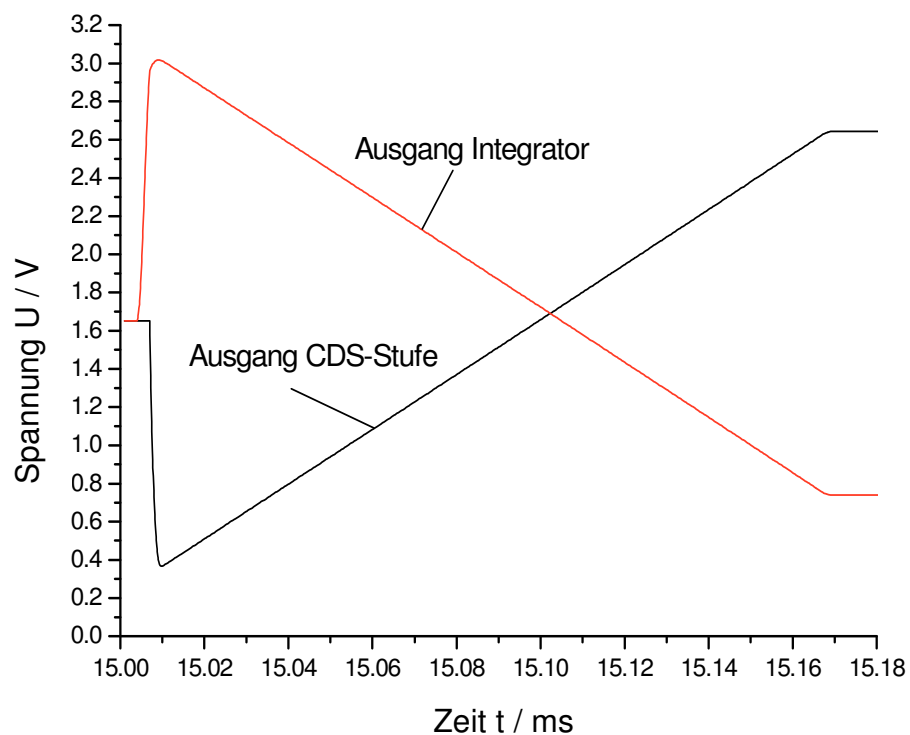


Abbildung 80: Spannungsverlauf am Ausgang des Integrators und an der CDS-Stufe

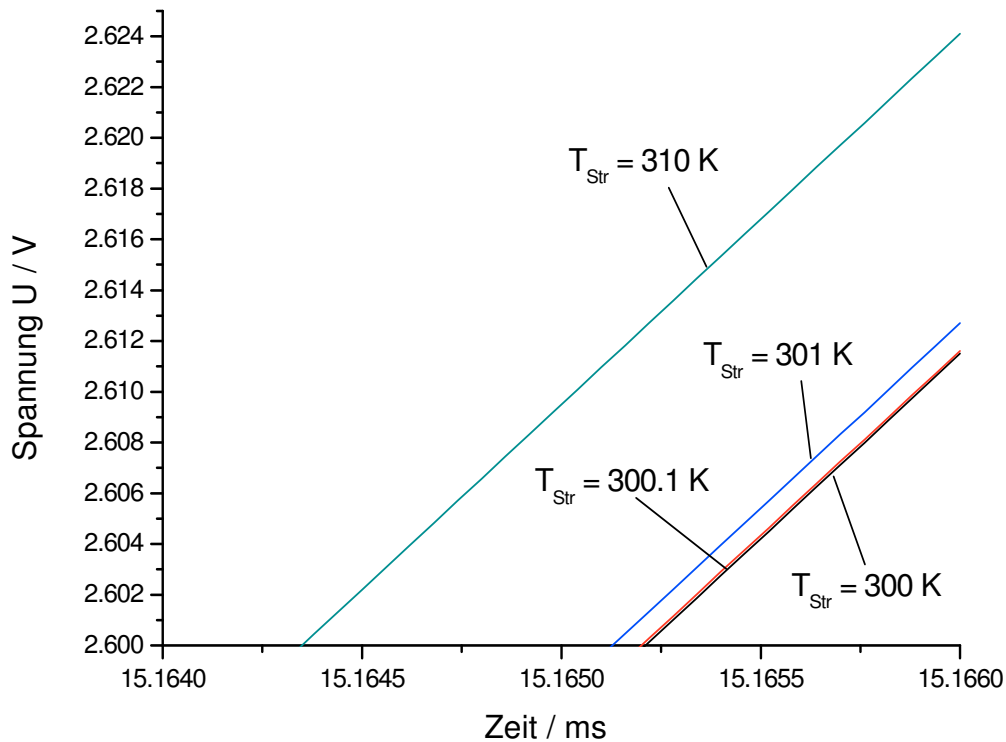


Abbildung 81: Spannungsverläufe für verschiedene Strahlertemperaturen am Ausgang der CDS-Stufe am Ende der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$

#### 7.1.4 Messungen am Testchip mit Integrator-Auslese

Ein Testchip mit der gesamten Ausleseschaltung ist entworfen und produziert worden. Anstatt echter Bolometer ist on-Chip pro Spalte ein POLY-Widerstand als Ersatz vorhanden. Es gibt zusätzlich die Möglichkeit extern Widerstände anzuschließen. Insgesamt 6 komplette Spalten sind untergebracht worden. In einer zusätzlichen Spalte ist die CDS-Stufe entfernt worden und der Ausgang des Integrators wurde direkt mit der Sample & Hold Stufe verbunden. Eine weitere Spalte enthält nur einen DAC, die Sample & Hold Stufe und den Spannungsfolger. So kann die Ausgangsspannung eines DACs über den Multiplexer direkt ausgegeben werden. Wie im FIR-Bolometer-Array später vorgesehen werden die Ausgangssignale der genannten Spalten gemultiplext und von einem Ausgangsverstärker ausgegeben. Ein weiterer Ausgangsverstärker wurde hinzugefügt, dessen Eingang ohne Multiplexer direkt mit dem Ausgang der CDS-Stufe einer separaten Spalte verbunden wurde. So ist es möglich Spannungsverläufe an der CDS-Stufe am Oszilloskop auszuwerten. Des Weiteren wird der Strom eines U/I-Wandlers durch eine Kette von Stromspiegeln um den Faktor 8000 erhöht. Der letzte Stromspiegel ist über



ein Bondpad kontaktierbar, so dass extern der Strom gemessen und dadurch die Funktion des U/I-Wandlers überprüft werden kann.

Bei den Messungen wurde zunächst einmal festgestellt, dass die grundsätzliche Funktion gewährleistet ist. Der Verlauf der Ausgangsspannung der CDS-Stufe während einer Auslese wurde zunächst näher untersucht. Abbildung 82 zeigt diesen Verlauf. Die Krümmung des Verlaufs fällt sofort ins Auge. Der Hub am Ausgang der CDS-Stufe beträgt ca. 2.6 V. Die Nichtlinearität des Spannungsverlauf in Abbildung 82 beträgt nach der Endpunkte-Methode ca. 12.2 %. Die Erklärung für diese enorme Nichtlinearität ist die Spannungsabhängigkeit der verwendeten Kondensatoren. Es handelt sich dabei um einen Kondensator, welcher aus einer n-Wanne und einer POLY-Schicht besteht. Bei zunehmend negativ werdender Spannung über dem Kondensator, nimmt seine Kapazität relativ schnell ab. Diese Spannungsabhängigkeit zeigt sich in einer krummen Kennlinie beim Integrator und der CDS-Stufe sowie bei Linearitäts- und Verstärkungsfehlern der DACs.

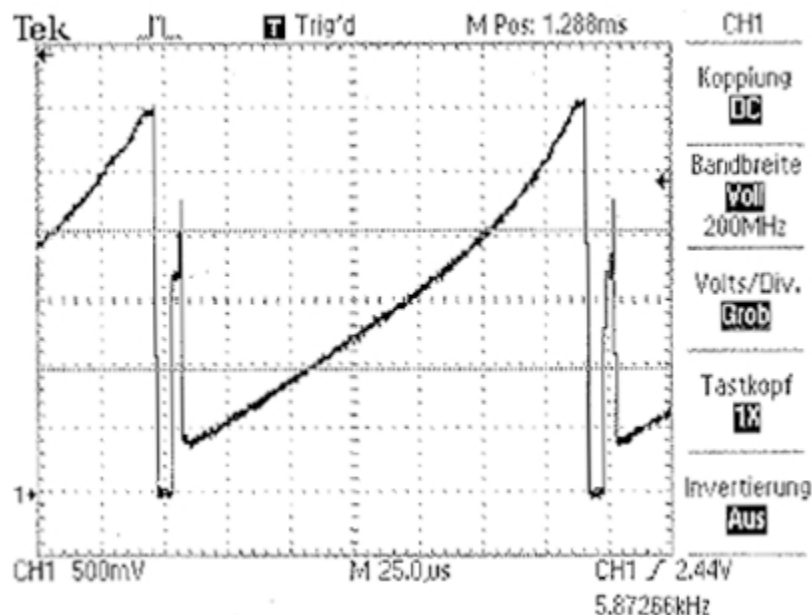


Abbildung 82: Spannungsverlauf des Integrationsvorgangs an der CDS-Stufe

Es ist gelungen, den Verlauf der Ausgangsspannung an der CDS-Stufe mittels eines Modells für einen spannungsabhängigen Kondensator nachzusimulieren

(Abbildung 83). Dabei wurde die Spannungsabhängigkeit des Kondensators mit einem Polynom 17. Ordnung modelliert.

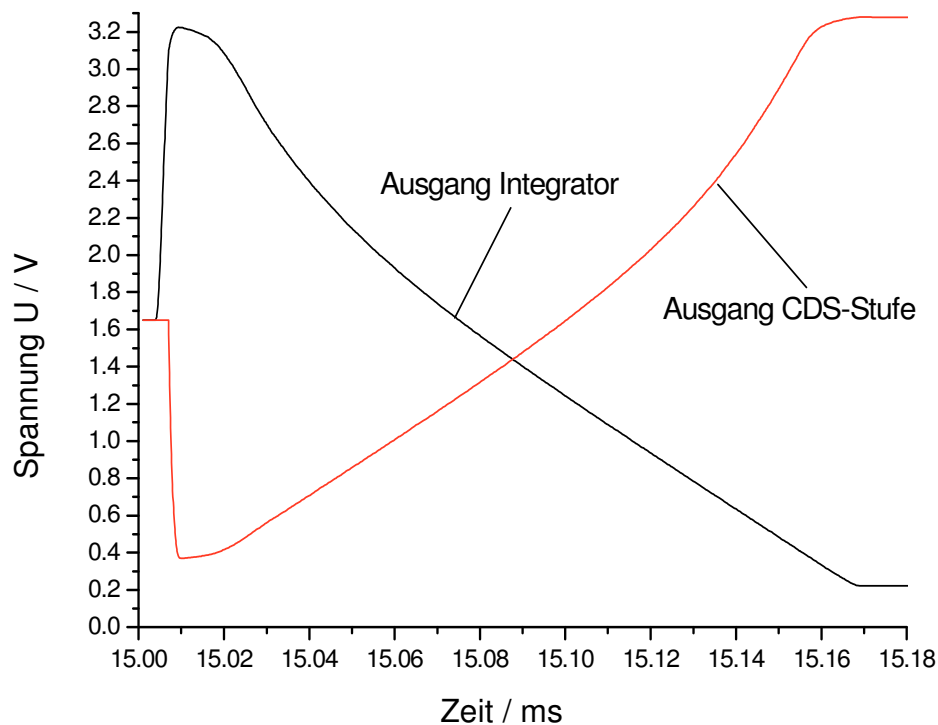


Abbildung 83: Spannungsverlauf am Ausgang des Integrators und an der CDS-Stufe (Simulation mit spannungsabhängigen Kondensatoren)

Abbildung 84 zeigt die Ausgangsspannung des Ausgangsverstärkers. Die Signale von acht Spalten werden pro Auslesezyklus ausgegeben. Die integrierten Schieberegister, welche die Schalter des Multiplexers ansteuern, funktionieren.

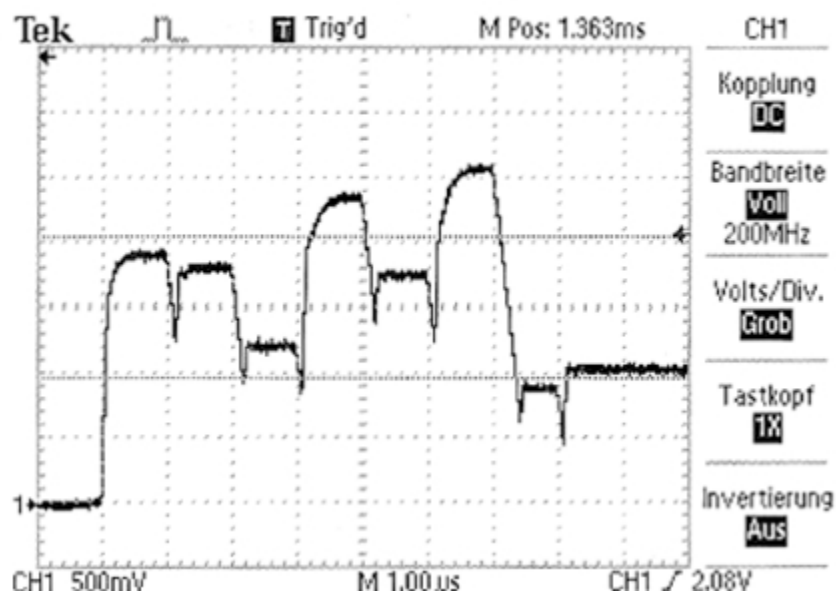


Abbildung 84: Spannungverlauf am Ausgangsverstärker

Der Messaufbau wurde nicht konstruiert, um Rauschen zu messen. Dennoch ist eine Rauschmessung durchgeführt worden. Die im Folgenden präsentierten Messungen sind daher jedoch nicht unbedingt aussagekräftig. In Tabelle 26 wurde die gemessene und die berechnete Standardabweichung des Ausgangssignals in Abhängigkeit der Integrationskapazität dargestellt. DAC1 ist dabei abgeschaltet und der nichtinvertierende Eingang des Integrators direkt an eine externe Referenzspannung angeschlossen. Die Ausgangsspannung lag bei allen Messungen bei etwa 1.1 V. Bei der Berechnung der Standardabweichung ist nur weißes Rauschen berücksichtigt worden, da keine Bolometer, sondern nur interne POLY-Widerstände ausgelesen werden, welche hinsichtlich 1/f-Rauschens keinen erheblichen Beitrag liefern. Zudem werden die Messwerte nur während einer kurzen Zeit aufgenommen. Die Messergebnisse liegen alle in der erwarteten Größenordnung.

Tabelle 26: Gemessene und berechnete Standardabweichung (DAC1 ist abgeschaltet und der nichtinvertierende Eingang des Integrators direkt an eine externe Referenzspannung angeschlossen)

<b>Integrations- kapazität</b>	<b>Standardabweichung (gemessen)</b>	<b>Standardabweichung (berechnet)</b>
190 fF	10.2 mV	12.2 mV
380fF	4.7 mV	6.1 mV
760 fF	2.7 mV	3.1 mV
1.52 pF	1.7 mV	1.6 mV

In Tabelle 27 wurde die Standardabweichungen bei drei unterschiedlichen Konfigurationen ermittelt, um den Einfluss der DACs zu untersuchen. Zunächst wurde in der Grundkonfiguration, d.h. DAC1 und DAC2 erzeugen die benötigten Referenzen, bei einer Integrationskapazität  $C_{\text{int}} = 760 \text{ fF}$  die Standardabweichung gemessen. Dann wurde die Referenzspannung am nichtinvertierenden Eingang des Integrator-OTAs extern zugeführt. Das Rauschen, welches in der Grundkonfiguration durch den Reset des DAC1 entsteht und während der Auslese voll aufintegriert wird, sollte nun nicht mehr enthalten sein. Zuletzt wurde DAC2 zusätzlich dauerhaft im Reset-Zustand belassen, so dass zwar das Rauschen seines OTAs einfließt, jedoch auch bei

der U/I-Wandlung das Reset-Rauschen nicht mehr einfließen kann. Die Messungen zeigen, dass das Rauschen größer ist, wenn beide DACs die benötigten Referenzen erzeugen. Dabei steigt die Standardabweichung um den Faktor 1.65 an, verglichen mit der Konfiguration, bei der die Referenzspannung am nichtinvertierenden Eingang des Integrator-OTAs extern zugeführt und DAC2 dauerhaft im Reset-Zustand gehalten wird. Verglichen mit den berechneten Werten zeigt sich, dass nur für den Zustand, bei dem die Referenz für den Integrator von extern zugeführt wird und DAC2 dauerhaft im Reset-Zustand verbleibt, das gemessene Rauschen etwa um den Faktor 2.4 größer ist. Dies kann zum einen am Messaufbau liegen, zum anderen daran, dass das Rauschen der Referenzen vernachlässigt wurde. Zudem sind im verwendeten Prozess keine Rauschparameter bekannt, so dass diese nur geschätzt werden konnten.

Tabelle 27: Gemessene Standardabweichung für verschiedene Konfigurationen ( $C_{\text{int}} = 760 \text{ fF}$ )

Konfiguration	$U_{\text{ref,DAC1}}$ extern zugeführt	DAC1 & DAC2 in Betrieb	DAC2 dauerhaft im Reset-Zustand, $U_{\text{ref,DAC1}}$ extern zugeführt
<b>Standardabweichung (gemessen)</b>	2.7 mV	3.3 mV	2.0 mV
<b>Standardabweichung (berechnet)</b>	3.1 mV	3.7 mV	0.84 mV

Es hat sich zusätzlich herausgestellt, dass das Rauschen von der Ausgangsspannung der CDS-Stufe abhängig ist. Bis zu einer Ausgangsspannung von ca. 1.9 V weist das Rauschen, verglichen mit der ermittelten Standardabweichung bei geringer Ausgangsspannung, nur eine relativ geringe Zunahme auf. Darüber steigt das Rauschen wesentlich stärker an. Dies rührt vermutlich von Änderungen der Kapazität innerhalb der CDS-Stufe, die je nach Konstellation das Eingangsrauschen, welches vom Integrator kommt, unterschiedlich verstärkt. Auf Grund der krummen Kennlinie ist aber im oberen Aussteuerbereich wahrscheinlich ebenfalls das Signal größer als im

unteren Aussteuerbereich. Es bleibt unklar, ob und wenn mit welchem Aufwand eine Kalibration möglich ist. Grundsätzlich sollte aber ein Einsatz mit eingeschränkter Performance möglich sein.

Auch das Verhalten der DACs wird durch die spannungsabhängigen Kondensatoren negativ beeinflusst. Vermutlich sind jedoch auch parasitäre Kapazitäten gegen Masse innerhalb des C2C-Netzwerks für den Verlauf der DAC-Kennlinie verantwortlich. Abbildung 85 zeigt eine gemessene DAC-Kennlinie. Dabei wurde der Rückkoppelkondensator des DACs auf 1.4 V vorgeladen. Die Referenzspannung  $u_{\text{ref}2}$  (vgl. Abbildung 75) ist gleich der Betriebsspannung von 3.3 V und die Referenzmasse  $u_{\text{ref}1}$  liegt auf 1 V. Die integrale Nichtlinearität (INL) und die differentielle Nichtlinearität (DNL) sind in Abbildung 86 bzw. Abbildung 87 dargestellt. Tabelle 28 gibt einen Überblick über die Daten des DACs.

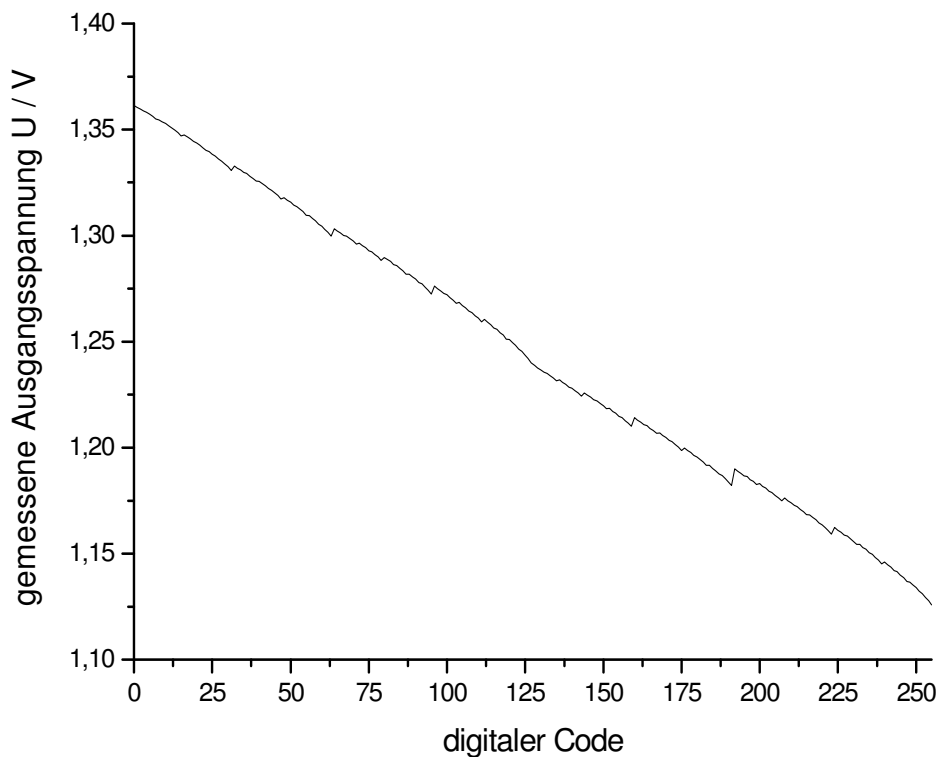


Abbildung 85: DAC-Kennlinie

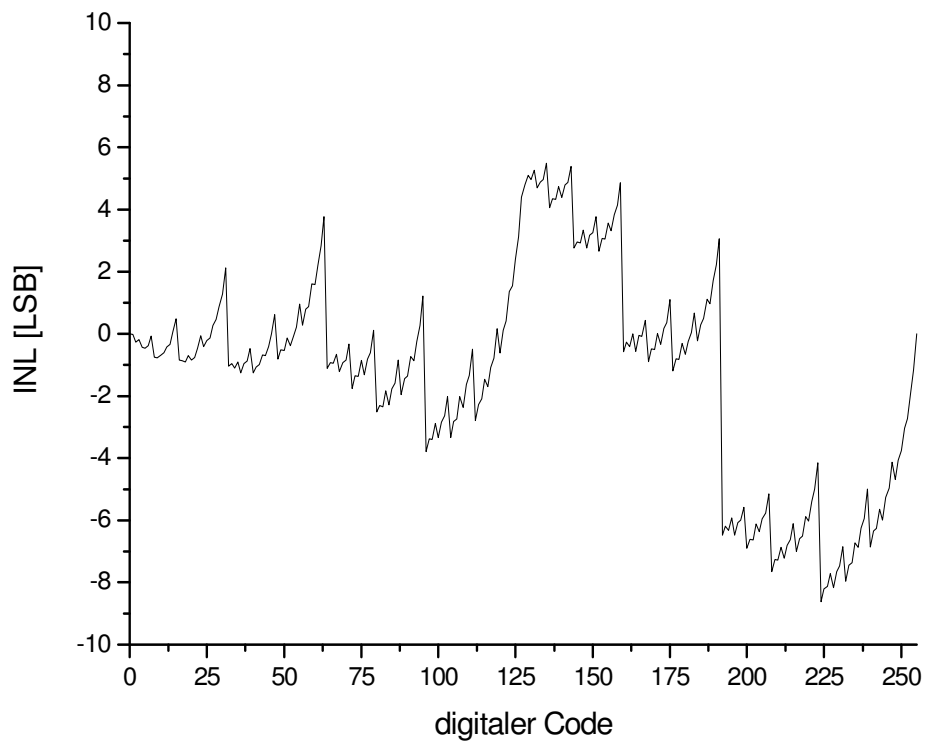


Abbildung 86: Integrale Nichtlinearität (INL) der gemessenen DAC-Kennlinie

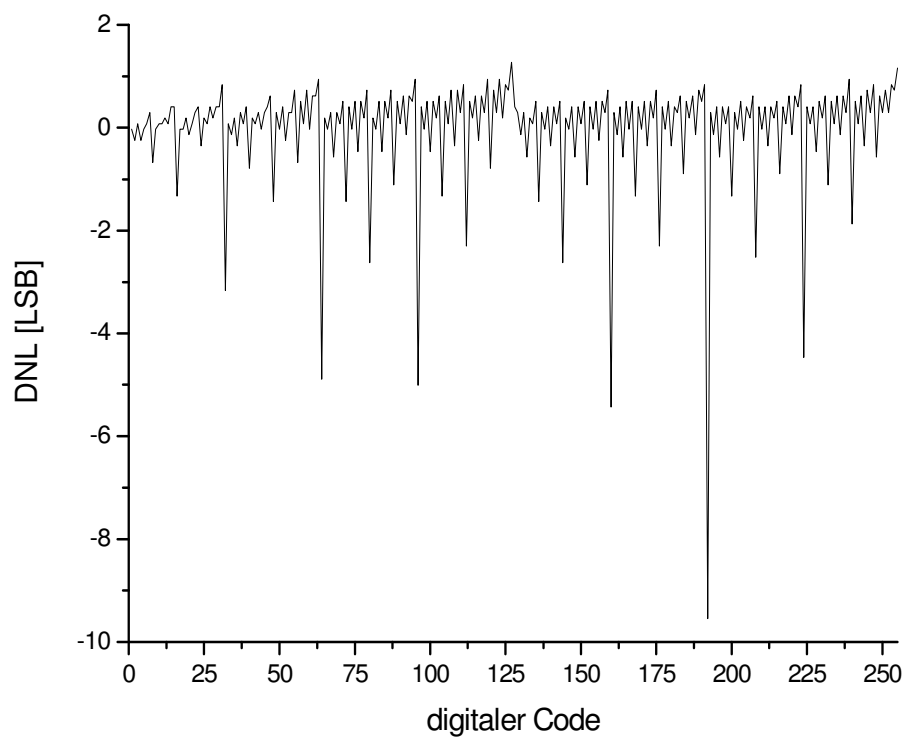


Abbildung 87: Differentielle Nichtlinearität (DNL) der gemessenen DAC-Kennlinie

Tabelle 28: Daten des vermessenen DACs

<b>Auflösung</b>	8 Bit
<b>Maximale INL</b>	5.49 LSB
<b>Minimale INL</b>	-8.61 LSB
<b>Maximale DNL</b>	1.27 LSB
<b>Minimale DNL</b>	-9.55 LSB
<b>Verstärkungsfehler</b>	-38.3 %
<b>Offset</b>	-38.6 mV

### 7.1.5 Redesign

In einem Redesign sind die spannungsabhängigen Kondensatoren in der Integrator- und CDS-Beschaltung durch Kondensatoren ausgetauscht worden, welche nur eine geringe Spannungsabhängigkeit aufweisen. Die C2C-DACs sind durch R2R-DACs (Abbildung 88) mit einem neuen hochohmigen POLY-Widerstand ersetzt worden. Durch den hochohmigen POLY-Widerstand sind nun auf der Fläche, auf denen sich zuvor die spannungsabhängigen Kondensatoren befanden, Einheitswiderstände von ca. 100 k $\Omega$  platziert. Der OTA ist hier als Buffer geschaltet. Das durch den Reset-Vorgang der C2C-DACs hervorgerufene Rauschen, welches einen erheblichen Beitrag zum gesamten Rauschen geliefert hat, ist nun nicht mehr präsent. Das Rauschen der OTAs geht nun direkt zu seinem Ausgang durch. Zuvor wurde es mit dem Faktor von  $(1 + \text{Ersatzkapazität am invertierenden Eingang des OTAs im Verhältnis zur Kapazität im Rückkoppelzweig})^2$  multipliziert. Der Ersatzwiderstand der beim R2R-DAC am nichtinvertierenden Eingang des OTAs „gesehen“ wird ist  $R_{\text{Ersatz}} = R$  und rauscht mit der Rauschleistungsdichte  $4kT_0R$ . Dieses Rauschen geht auch direkt zum Ausgang durch.

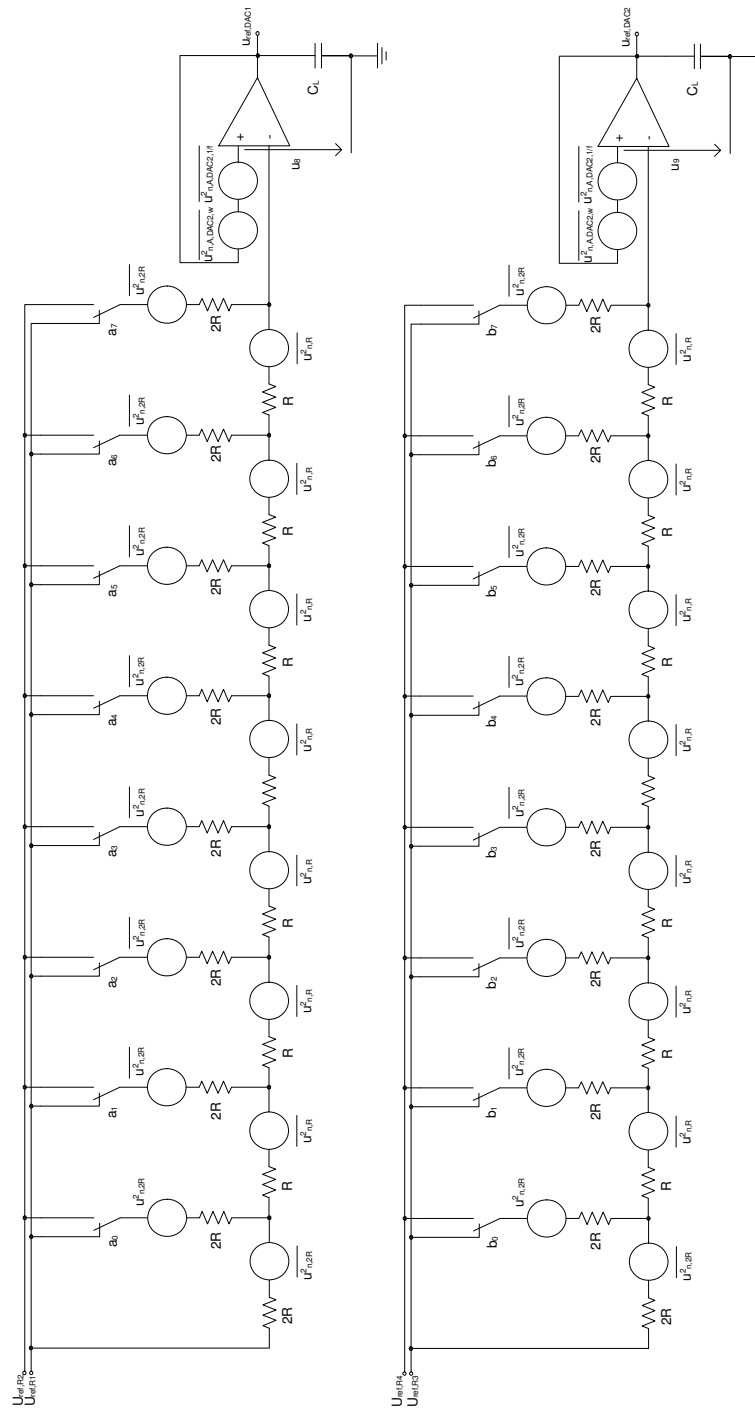


Abbildung 88: Schaltung der R2R-DACs mit Rauschquellen

## 7.2 640 x 480 Bolometer-Array mit SDM 2. Ordnung

Im Rahmen dieser Dissertation ist ein Video Graphics Adapter(VGA)-Bolometer-Array realisiert worden (Bolometer sind jedoch zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit nicht verfügbar gewesen). Die Anforderungen an das



Array sind in Tabelle 29 aufgeführt. Abbildung 89 zeigt das Blockschaltbild des Sensors.

Tabelle 29: Anforderungen an das VGA-Bolometer-Array

<b>Pixelzahl</b>	640 x 480
<b>Pixelzahl (mit Referenzbolometern)</b>	656 x 488
<b>Pixelgröße</b>	25 $\mu\text{m}$ x 25 $\mu\text{m}$
<b>NETD</b>	< 70 mK
<b>Temperaturmessbereich</b>	-40 °C - 120 °C
<b>Framerate <math>f_{\text{frame}}</math></b>	30 Hz
<b>Ausgabe der Videodaten</b>	Digital 16 Bit

Am oberen und unteren Rand der Bolometer-Matrix befinden sich jeweils vier blinde Referenzbolometer, am linken und rechten Rand jeweils acht. Unterhalb der Bolometer-Matrix befinden sich insgesamt ca. 10000 Kluster bestehend jeweils aus einem SDM 2. Ordnung und einem SINC-Filter 3. Ordnung. Jedes Cluster ist für die Auslese von 32 Bolometern zuständig. Ein Cluster besteht aus acht Spalten mit je vier Zeilen. Die SDMs und die Filter sind dabei jedoch um zwei Pixel in Zeilenrichtung gegenüber den Pixeln, für die sie „zuständig“ sind, versetzt. Dies ermöglicht eine kürzere Sammelleitung und damit eine Reduzierung der Leitungskapazität am invertierenden Eingang des SDMs. Abbildung 90 zeigt die Bolometer-Matrix mit den einzelnen Pixeln  $P_{x,y}$ . Einige Kacheln sind grün eingezeichnet. Die von der rot eingefärbten Kachel auszulesenden Bolometer sind schwarz umrandet. Das Layout eines Klusters zeigt Abbildung 91. Im rechten Viertel befindet sich der SDM 2. Ordnung, im übrigen Teil das SINC-Filter. Die Spalten- und Zeilenansteuerung sowie die Bereitstellung der benötigten Takte des SDMs und des SINC-Filters nimmt ein integrierter Sequenzer vor, welcher nur einen Systemtakt benötigt. Über eine I2C-Schnittstelle ist es möglich, den Sequenzer, welcher die Ansteuerung der Modulatoren und der Filter übernimmt und die Ausgabe der Videodaten steuert, zu konfigurieren. Bestimmte Parameter wie z.B. die Dezimationsrate und die Ansteuersequenz für die SDMs können festgelegt werden. Die Videodaten werden über einen Multiplexer digital ausgegeben. Ein Temperatursensor mit analogem Ausgang zur Messung der Substrattemperatur ist ebenfalls auf dem

Chip verfügbar. Lediglich einige Referenzen und ein Systemtakt sind dem System zuzuführen. Abbildung 92 zeigt das Chipfoto des VGA-Bolometer-Arrays.

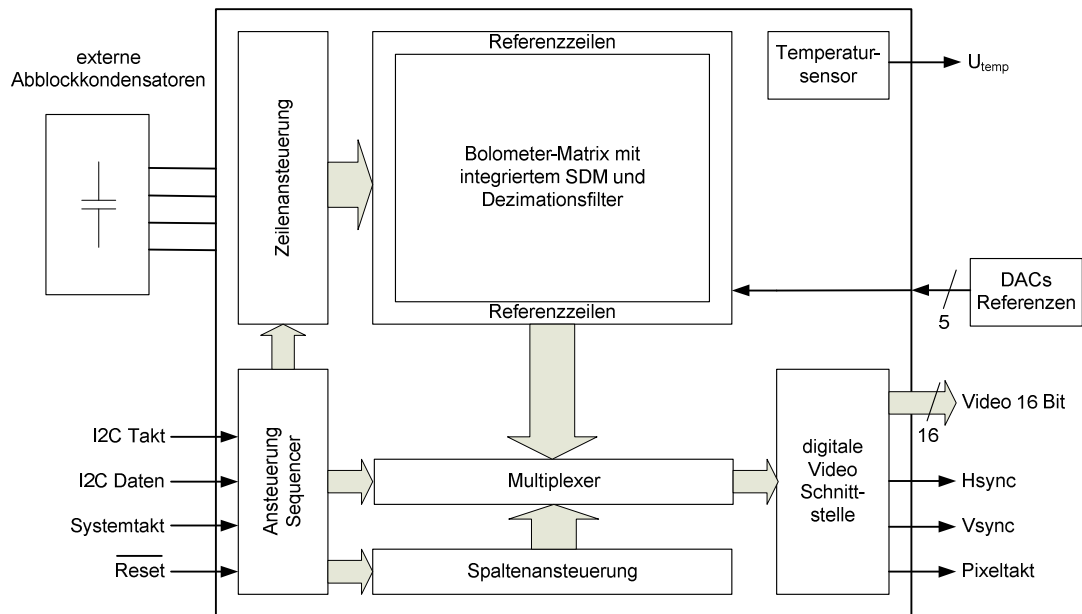


Abbildung 89: Blockschaftbild des VGA-Bolometer-Arrays

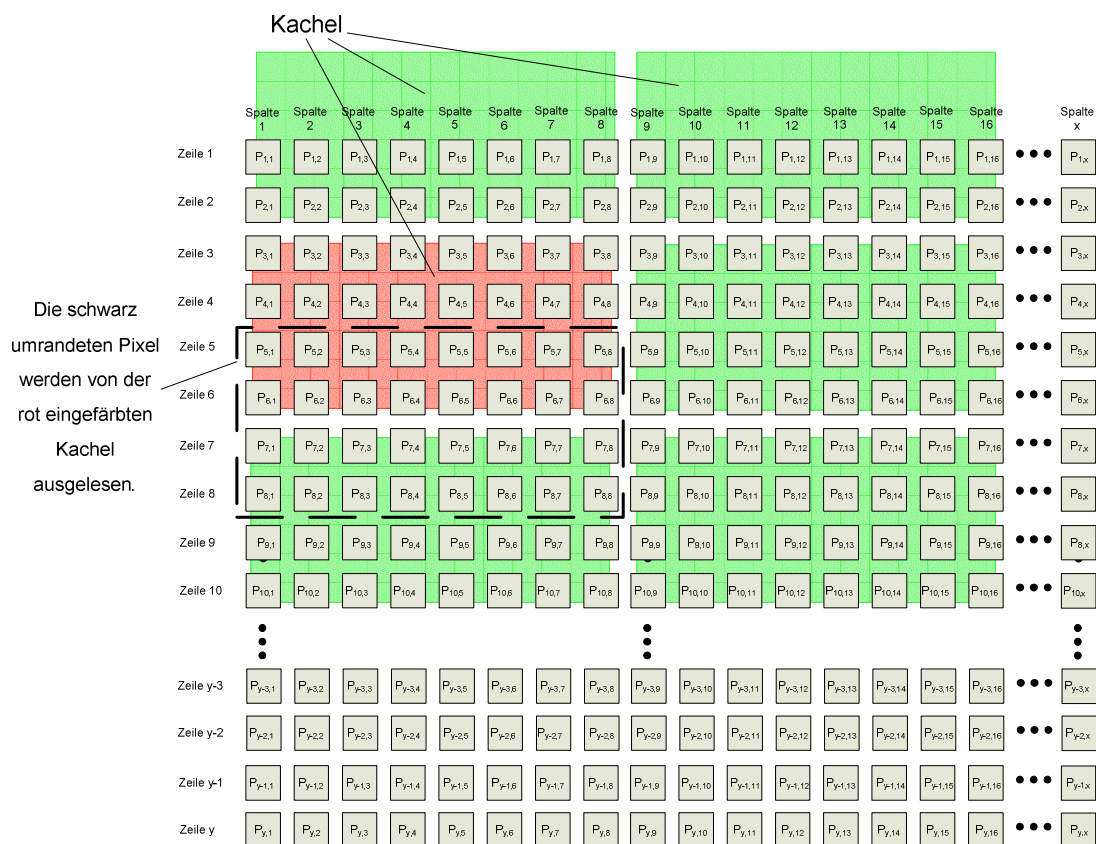


Abbildung 90: Pixelarray des VGA-Bolometer-Arrays

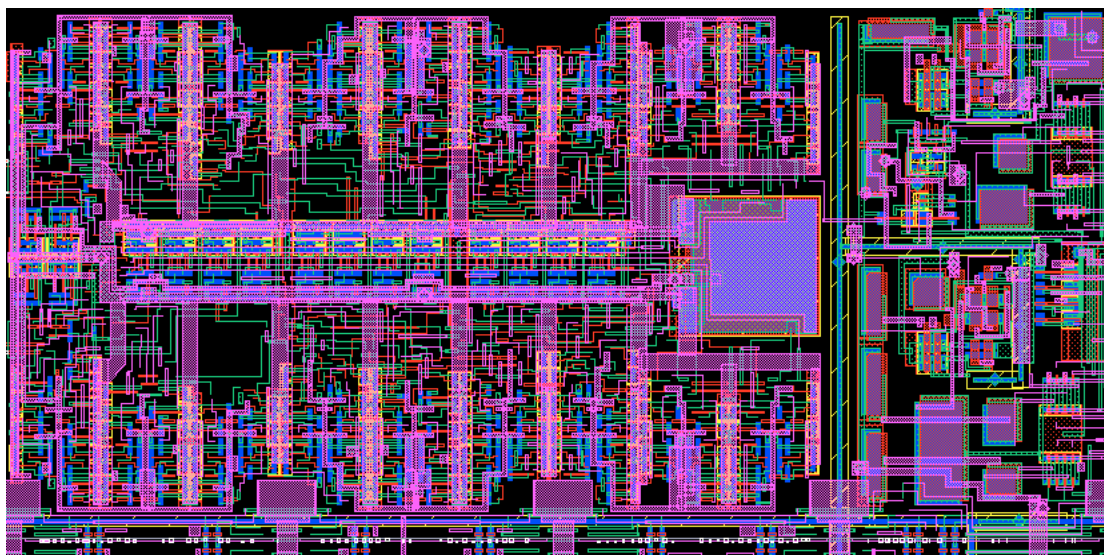


Abbildung 91: Layout eines Klusters

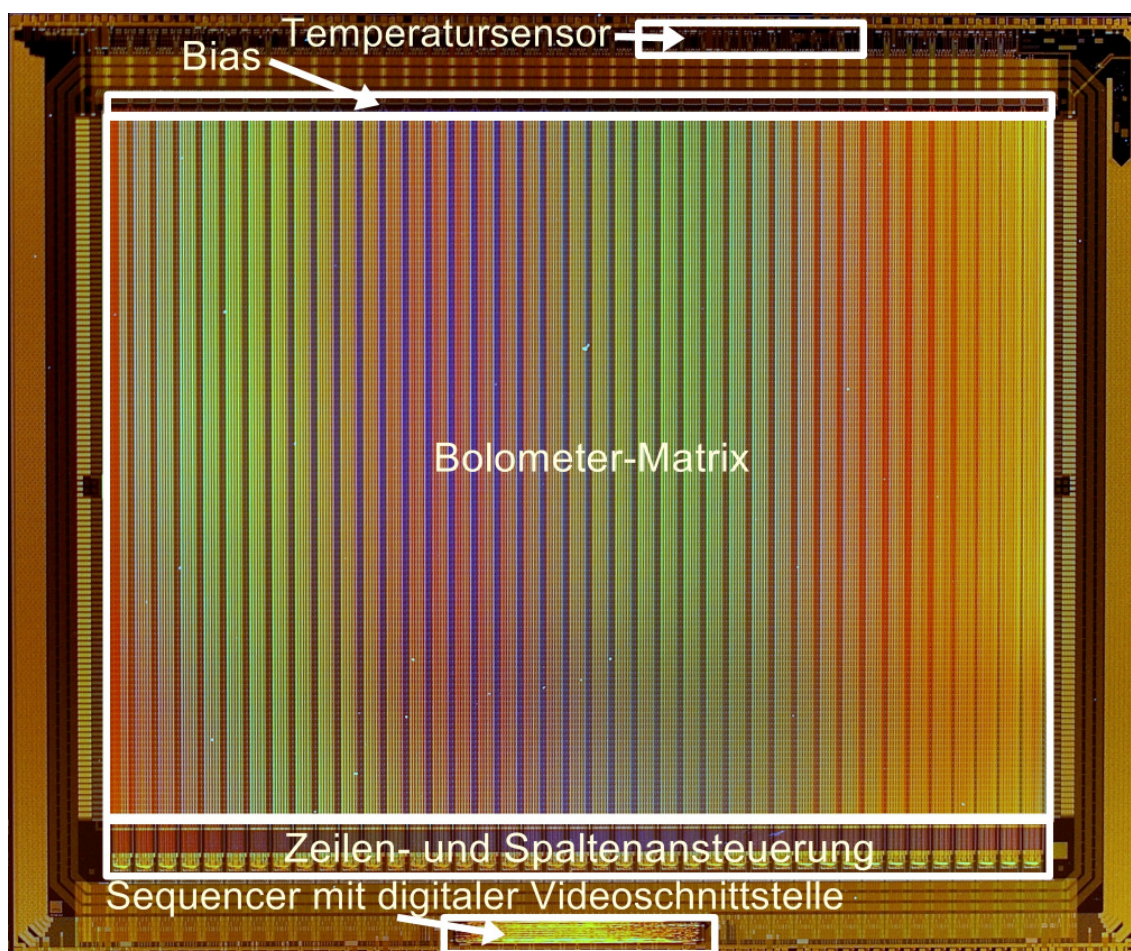


Abbildung 92: Chipfoto des VGA-Bolometer-Arrays

Tabelle 30: Technische Daten des VGA-Bolometer-Arrays

<b>Pixelzahl</b>	640 x 480
<b>Pixelzahl (mit Referenzbolometern)</b>	656 x 488
<b>Pixelgröße</b>	25 $\mu\text{m}$ x 25 $\mu\text{m}$
<b>Chipfläche</b>	320 mm <sup>2</sup> in 0.35 $\mu\text{m}$ CMOS
<b>Anzahl Pixel / ROIC</b>	32
<b>Spannungsversorgung (analog)</b>	3.3 V
<b>Spannungsversorgung (digital)</b>	3.3 V, 2.5V
<b>Abtastfrequenz</b>	500 kHz - 1 MHz
<b>Dezimationsfaktor</b>	128 - 256
<b>Multiplexfrequenz</b>	960 Hz
<b>Framerate</b>	30 Hz

### 7.3 Systementwurf SDM 2. Ordnung

Es wurde ein SDM 2. Ordnung entwickelt, welcher zum Teil zeitdiskret und zum Teil zeitkontinuierlich arbeitet. Abbildung 93 zeigt das Schaltbild. Der Vorteil gegenüber eines komplett zeitkontinuierlichen Integrators ist, dass vier hochohmige Widerstände (zwei Widerstände zur Rückkopplung, einen Widerstand zur Umwandlung der Ausgangsspannung des ersten Integrators in einen Strom (vgl. Abbildung 54) und einen Widerstand als Offsetstromquelle) durch kleine Kondensatoren ausgetauscht werden können. Hochohmige Widerstände brauchen meistens sehr viel Fläche, was bei einer Realisierung einer Shared-In-Pixel-Architektur äußerst ungünstig ist. Eine komplett zeitdiskrete Realisierung würde einen Buffer mit relativ hoher Bandbreite zur Trennung von Bolometerkreis und der Abtaststufe des SDMs erforderlich machen, um Rückwirkungen durch den Abtastvorgang zu vermeiden und um eine hinreichende Aufladung des Abtastkondensators zu gewährleisten. Rauschen des Bolometers und des Buffers würden so mit hoher Bandbreite ins Basisband gemischt.

Zur Realisierung der Integratoren werden OTAs mit hochohmigem Ausgang verwendet. Der erste Integrator des SDMs integriert kontinuierlich den Bolometerstrom des über den Multiplexer ausgewählten Bolometers auf, wobei

die Integration abwärts erfolgt. Die Integrationszeitkonstante ist dabei  $1/(R_{\text{Bolo}}(T_0)C_{\text{int}})$ . Die Rückkopplung erfolgt zeitdiskret über den Kondensator  $C_{\text{rück1}}$ . Eine Switched Capacitor(SC)-Stromquelle, erzeugt einen Offsetstrom, welcher ebenfalls dem ersten Integrator zugeführt wird, um einen großen Teil des Bolometerstromes zu subtrahieren. So kann die erforderliche Dynamik des SDMs und sein Quantisierungsrauschen reduziert werden. Dies führt bei gleichem Quantisierungsrauschen zu niedrigeren Abtastfrequenzen. Die SC-Stromquelle wird im weiteren Verlauf näher erläutert. Der zweite Integrator ist komplett zeitdiskret realisiert. Der Kondensator  $C_{\text{sample}}$  tastet die Ausgangsspannung des ersten Integrators ab. Seine Ladung wird anschließend auf die Integrationskapazität  $C_{\text{int2}}$  umgeladen. Die Rückkopplung erfolgt zeitdiskret über den Kondensator  $C_{\text{rück2}}$ . Der anschließende Komparator vergleicht die Ausgangsspannung des zweiten Integrators mit der Mittenspannung  $U_{\text{mid}}$  und schaltet dann auf den Ausgang Y die positive Referenzspannung für den Fall, dass die Ausgangsspannung am zweiten Integrator größer null ist, bzw. die negative Referenzspannung für den Fall, dass die Ausgangsspannung am zweiten Integrator kleiner null ist.

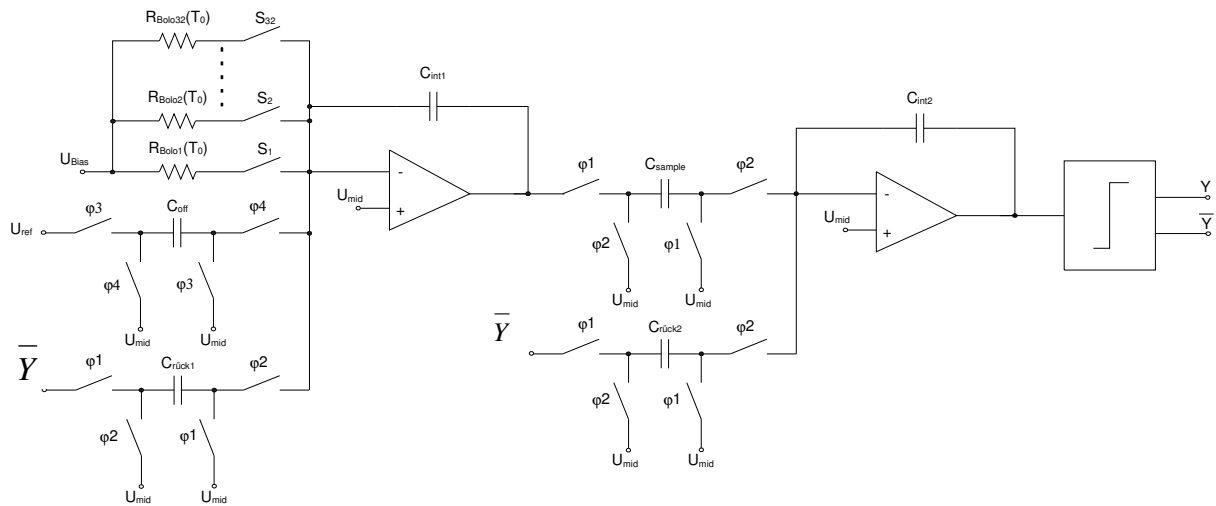


Abbildung 93: Schaltbild des SDMs 2. Ordnung

Das Taktschema für die verschiedenen Phasen zeigt Abbildung 94. Die Schalter der SC-Stromquelle, welche von den Phasen 3 und 4 angesteuert werden, werden während einer Periode, welche dem Kehrwert der Samplefrequenz entspricht, 3 mal so häufig geschlossen wie die Schalter der Rückkopplungen und Abtastung, welche von Phase 1 und 2 angesteuert

werden. Die Verteilung von Phase 3 und 4 innerhalb dieser Periode ist jedoch nicht gleichmäßig, da Schaltvorgänge während des Abtastens auf  $C_{\text{sample}}$  zum Zeitpunkt des Abschaltens von Phase 1 weitestgehend abgeklungen sein sollen. Der unten dargestellte Ablauf läuft periodisch weiter. Das auszulesende Bolometer wird für die Dauer der Akquisitionszeit über den zugehörigen Select-Schalter zugeschaltet. Ist die Akquisitionszeit abgelaufen, wird über die Select-Schalter das gerade ausgelesene Bolometer wieder abgeschaltet und das nachfolgende Bolometer zugeschaltet.

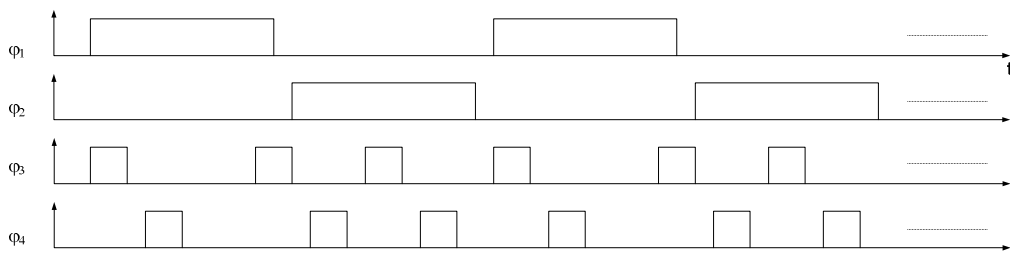


Abbildung 94: Taktschema für den SDM 2. Ordnung

Zunächst soll die SC-Stromquelle (Abbildung 95) näher erläutert werden.

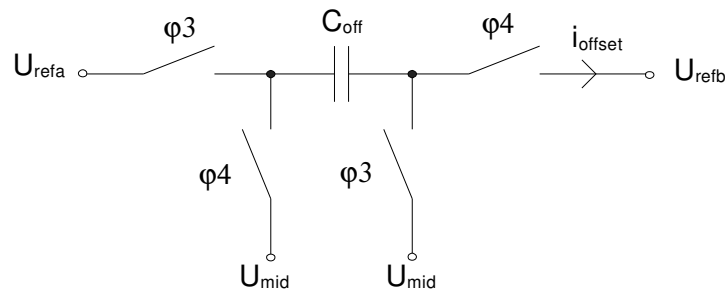


Abbildung 95: Schaltung der SC-Stromquelle

Der Knoten  $U_{\text{refB}}$  liegt im Betrieb am invertierenden Eingang des OTAs des ersten Integrators und wird auf das Potential der Mittenspannung  $U_{\text{mid}}$  geregelt. Die Spannung  $U_{\text{refB}}$  soll in Abbildung 95 gleich  $U_{\text{mid}}$  sein. Die Ladung  $Q_{\text{off}}$  auf dem Kondensator  $C_{\text{off}}$  ist nach Ende der Phase 3

$$Q_{\text{off}} = C_{\text{off}} (U_{\text{refA}} - U_{\text{mid}}) \quad (7.11)$$

Phase 4 führt zu einer Entladung des Kondensators. Mit der Definition des mittleren Stroms als Ladung pro Zeit



$$\overline{i_{offset}} = \frac{Q_{off}}{t_{sc}}, \quad (7.12)$$

wobei  $t_{sc}$  der Periodendauer des Taktes entspricht, ergibt sich für den resultierenden mittleren Stromes

$$\overline{i_{offset}} = \frac{C_{off}(U_{refA} - U_{mid})}{t_{sc}} = f_{sc} C_{off}(U_{refA} - U_{mid}) \quad (7.13)$$

Dabei ist  $f_{sc}$  die Taktfrequenz der Phasen 3 und 4.

Als Design-Grundlage werden die digitalen „optimalen“ Koeffizienten  $a_1 = b_1 = 0.25$ ,  $a_2 = 0.5$  und  $b_2 = 0.25$  aus [32] gewählt.

Zur Auslegung der Kapazitäten wird die kontinuierliche Integration des Bolometerstromes in einen zeitdiskreten Abtastvorgang umgewandelt. Die zeitkontinuierliche Integration des Bolometerstromes sammelt innerhalb der Zeit  $t_s$  eine bestimmte Ladungsmenge auf der Integrationskapazität  $C_{int1}$ . Zum Zeitpunkt des Abtastens der Ausgangsspannung des ersten Integrators muss nun während einer Taktphase durch einen Ladungstransfer von einem äquivalenten Abtastkondensator dieselbe Ladungsmenge auf die Integrationskapazität des ersten Integrators gebracht werden. Die abgetastete Spannung am Ausgang des ersten Integrators ist dann für beide Fälle identisch. Es gilt wie bekannt beim zeitdiskreten SDM

$$\frac{C_{rück1}}{C_{int1}} = b_1. \quad (7.14)$$

Die Spannungsänderung  $\Delta U_{int1}$  am Ausgang des ersten Integrators hervorgerufen durch den Rückkoppelkondensator  $C_{rück1}$  ist dann während einer Taktphase

$$\Delta U_{int1} = b_1 \cdot U_{ref} \quad (7.15)$$

Da  $a_1 = b_1$  muss die Ladungsmenge, welche über den maximalen zeitkontinuierlich Strom hervorgerufen durch  $R_{Bolo}(T)$  abzüglich des mittleren Stromes der SC-Stromquelle innerhalb  $t_s$  auf die Integrationskapazität aufgebracht wird, gleich der Ladungsmenge multipliziert mit dem Faktor 0.7 sein, welche vom Rückkoppelkondensator  $C_{rück1}$  während einer Taktphase auf die Integrationskapazität transferiert wird. Der Faktor 0.7 ist notwendig, da verhindert werden soll, dass der SDM zu nah an seine Aussteuergrenzen

gebracht wird. Das Quantisierungsrauschen würde dann stark ansteigen. Es wird angenommen, dass der Bolometerstrom aufgrund von Toleranzen beim Bolometerwiderstand um ca.  $\pm 10\%$  variieren kann. Der maximale Eingangsstrom ist dann

$$I_{\text{ein}} = \frac{U_{\text{Bias}}}{R_{\text{Bolo,min}}(T_0)} - \overline{I_{\text{offset}}} = \frac{U_{\text{Bias}}}{0.9R_{\text{Bolo}}(T_0)} - \overline{I_{\text{offset}}} . \quad (7.16)$$

Es wird weiter angenommen, dass dieser maximale Eingangsstrom aufgrund von Eigenerwärmung des Widerstandes, Änderungen des Widerstandes hervorgerufen durch Substrattemperaturänderungen und Mismatch bei der SC-Stromquelle um den Sicherheitsfaktor 1.5 größer ist. Daher gilt für die Ladungsbilanz während einer Taktperiode

$$0.7Q_{\text{rück1}} = t_s I_{\text{ein}} 1.5 \quad (7.17)$$

$$C_{\text{rück1}} U_{\text{ref}} = t_s \left( \frac{U_{\text{Bias}}}{0.9R_{\text{Bolo}}(T_0)} - \overline{I_{\text{offset}}} \right) \frac{1.5}{0.7}$$

und es folgt Gl. (7.18) für den Integrationskondensator.

$$C_{\text{int1}} = \frac{t_s}{U_{\text{ref}} b_1} \cdot \left( \frac{U_{\text{Bias}}}{0.9R_{\text{Bolo}}(T_0)} - \overline{I_{\text{offset}}} \right) \frac{1.5}{0.7} \quad (7.18)$$

Die zweite Integrationskapazität kann relativ frei gewählt werden. Es gilt für den Abtastkondensator  $C_{\text{sample}}$  bzw. den Rückkoppelkondensator  $C_{\text{rück2}}$ :

$$\frac{C_{\text{sample}}}{C_{\text{int2}}} = a_2 \quad (7.19)$$

und

$$\frac{C_{\text{rück2}}}{C_{\text{int2}}} = b_2 . \quad (7.20)$$

Als Dezimationsfilter wurde ein SINC-Filter 3. Ordnung gewählt. Dieser Typ Filter wurde bereits in Kapitel 5 vorgestellt. Ein SINC-Filter bietet den Vorteil, dass zur Realisierung keine Multiplizierer nötig sind. Zudem ist die Einschwingzeit endlich und benötigt nur 3 Datenwörter am Ausgang. Zunächst soll die optimale Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  ermittelt werden. Unter der Annahme, dass das Bolometer, das kTC-Rauschen der SC-Stromquelle und der SC-Rückkopplung die dominierenden weißen Rauschquellen darstellen, soll die NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen ungefähr gleich der NETD hervorgerufen durch 1/f-Rauschen des Bolometers sein. In Abbildung 96 ist zu



entnehmen, dass die Akquisitionszeit bei den gegebenen Werten aus Tabelle 2 mit  $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ ,  $Y_{\text{min}} = -0.5 \text{ V}$ ,  $Y_{\text{max}} = 0.5 \text{ V}$ ,  $U_{\text{ref}} = 1 \text{ V}$ ,  $I_{\text{offset}} = 100 \text{ nA}$  und  $I_{\text{ein}} = 25 \text{ nA}$  zwischen  $1 \text{ ms}$  und  $4 \text{ ms}$  betragen sollte. Gewählt wurde  $t_{\text{Pixel}} = 1 \text{ ms}$ , da so 32 Bolometer von einer Ausleseschaltung ausgelesen werden und der zur Verfügung stehende Platz unterhalb dieser Bolometer die minimal benötigte Fläche für eine Realisierung war. Dies hat zur Folge, dass die geforderte NETD mit den abgeschätzten Bolometer-Daten nicht zu realisieren ist. Evtl. kann die Bolometerspannung etwas erhöht werden und die Responsivität des Bolometers ist seitens der Technologie zu erhöhen.

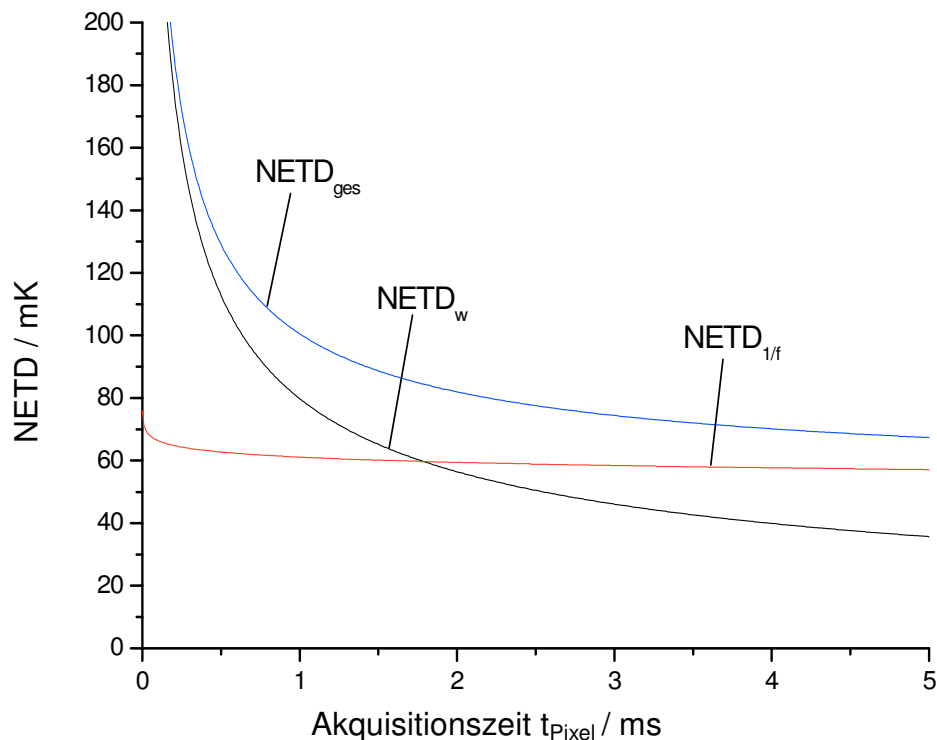


Abbildung 96: NETD in Abhängigkeit der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  ( $U_{\text{Bias}} = 1 \text{ V}$ ,  $Y_{\text{min}} = -0.5 \text{ V}$ ,  $Y_{\text{max}} = 0.5 \text{ V}$ ,  $U_{\text{ref}} = 1 \text{ V}$ ,  $I_{\text{offset}} = 100 \text{ nA}$ ,  $I_{\text{ein}} = 25 \text{ nA}$ )

Die Abtastfrequenz kann anhand Abbildung 97 ermittelt werden. Der Dezimationsfaktor wurde so gewählt, dass das Filter innerhalb der Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}}$  eingeschwungen ist. Die NETD hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen soll im Vergleich zur geforderten NETD vernachlässigbar klein werden. Dies ist für Abtastfrequenzen  $f_s > 500 \text{ kHz}$  der Fall.

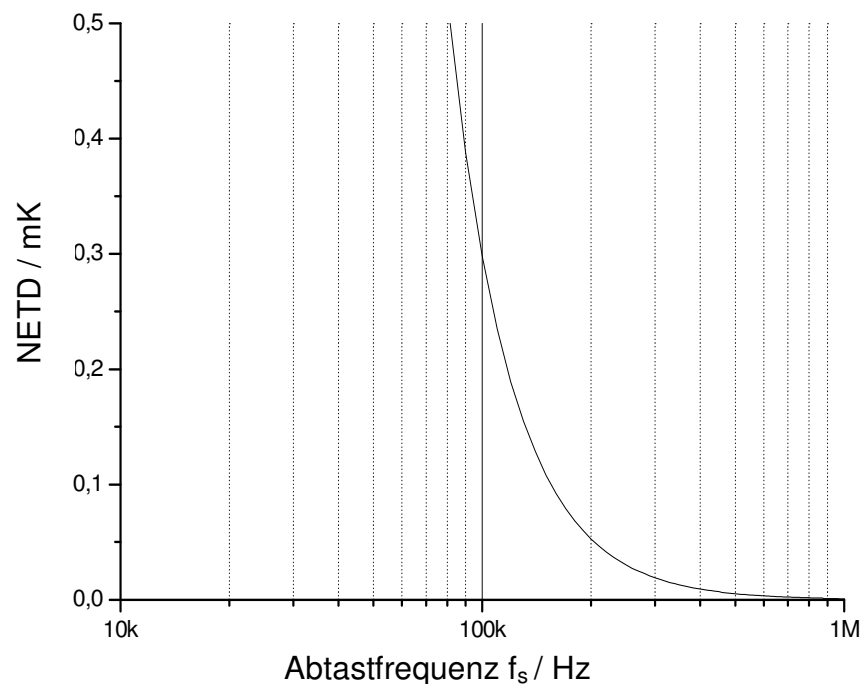


Abbildung 97: NETD hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen in Abhängigkeit der Abtastfrequenz ( $t_{\text{Pixel}} = 1\text{ ms}$ ,  $U_{\text{Bias}} = 1\text{ V}$ )

Die Bandbreite des ersten Integrators ändert sich je nach Schalterstellung. Zum Zeitpunkt des Zuschaltens der Offsetkapazität, der Rückkoppelkapazität und der Samplekapazität ändert sich sprunghaft die Spannung am invertierenden Knoten. Während der Samplephase verändert sich aufgrund der höheren kapazitiven Belastung des Ausgangs des ersten Integrators die Spannung, auf die sich der invertierende Knoten einpegelt. Der Signalstrom wird direkt von diesen Änderungen beeinflusst. In Simulationen hat sich gezeigt, dass dies jedoch relativ unkritisch ist. Bei einer Frequenzanalyse mit einem Sinuston am Eingang hat sich gezeigt, dass der Pegel des Grundrauschens zwar gegenüber einer Simulation mit idealen Elementen erhöht ist, der Pegel des Grundrauschens aufgrund des weißen Rauschens des Bolometerwiderstandes jedoch wesentlich stärker angehoben wird.

### 7.3.1 Rauschberechnung

Rauschen am Eingang des SDMs wird bis zur Nyquist-Frequenz mit ungefähr „1“ zum Ausgang des Modulators übertragen. Erst das nachgeschaltete Filter begrenzt die Bandbreite. Abbildung 98 zeigt die Rauschersatzschaltung nach

Abbildung 93, wobei nur der erste Integrator und die angeschlossene Abtaststufe berücksichtigt werden. Das Rauschen des zweiten Integrators und des Komparators werden als vernachlässigbar klein angesehen, da dieses geformt wird. Die Rauschquellen sind in Tabelle 31 beschrieben. Die benötigten Übertragungsfunktionen sind in Tabelle 32 aufgeführt.

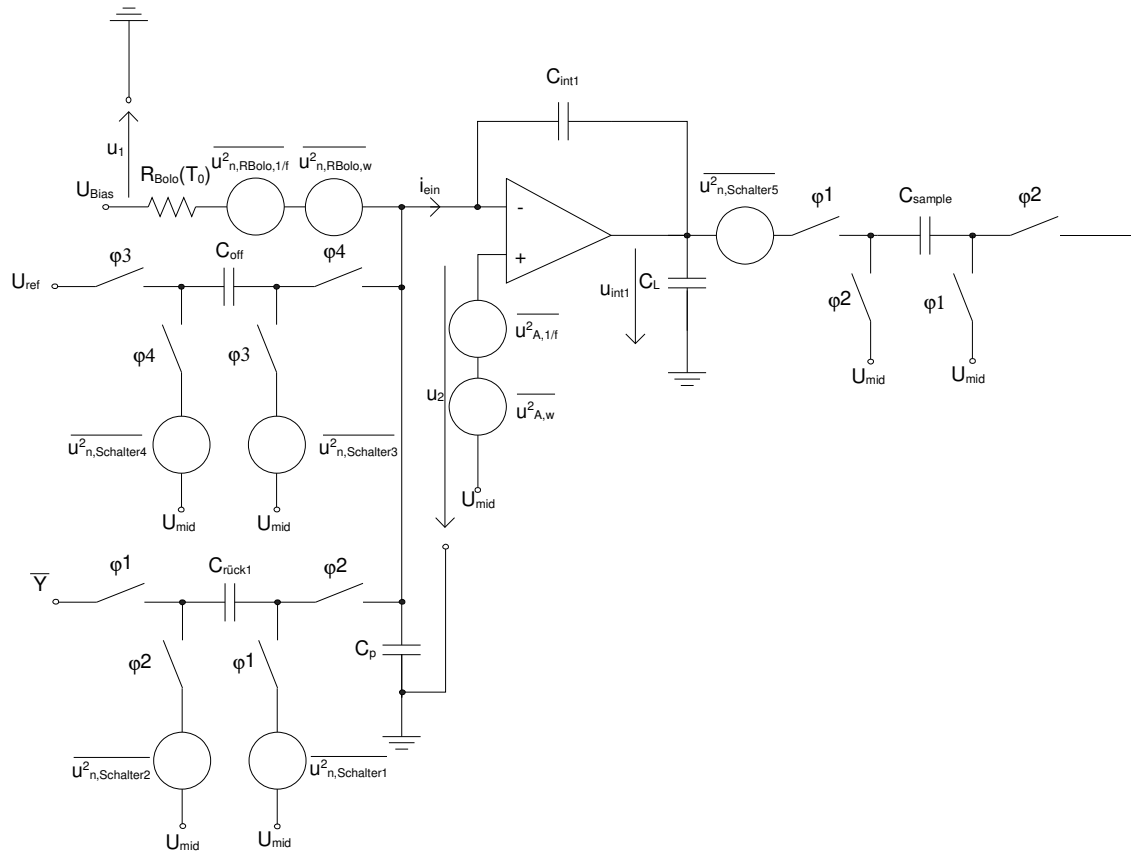


Abbildung 98: Erster Integrator mit den berücksichtigten Rauschquellen

Tabelle 31: Rauschquellen

Quelle	Rauschleistungsdichte
Bolometer	$\frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) + U_{Bias}^2 \frac{k_{fBolo}}{f}$
erster Integrator	$\frac{\overline{u_{n,int,w}^2}}{\Delta f} + \frac{\overline{u_{n,int,1/f}^2}}{\Delta f} = 2 \frac{4Kn\gamma kT_0}{g_{m1OTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \frac{1}{f}$
Quantisierungsrauschen	$\frac{\overline{u_{n,Q}^2}}{\Delta f} = \frac{\Delta U_{rück}^2}{12 f_s}$
Schalter	$\frac{\overline{u_{n,RS,w}^2}}{\Delta f} = 4kT_0 R_s$

$\Delta U_{\text{rück}}$  entspricht dem maximalem Eingangshub  $Y_{\text{max}} - Y_{\text{min}}$ . Die Verstärkung  $G_{\text{Bolo}}$  des Eingangs  $u_1$  zum Ausgang des SDMs wird nun durch

$$G_{\text{Bolo}} = \frac{1}{f_s R_{\text{Bolo}} T(0) C_{\text{rück1}}} \quad (7.21)$$

und die Verstärkung  $G_{\text{off}}$  des Eingangs  $U_{\text{ref}}$  durch

$$G_{\text{off}} = \frac{f_{sc} C_{\text{off}}}{f_s C_{\text{rück1}}} = \frac{3C_{\text{off}}}{C_{\text{rück1}}} \quad (7.22)$$

beschrieben.

Bei den Berechnungen wird entweder ein idealer Integrator angenommen oder ein Integrator mit endlicher Bandbreite. Die Nullstelle in der entsprechenden Übertragungsfunktion der realen Schaltung bei Verwendung eines OTAs wird als nicht dominant angesehen und daher vernachlässigt. In der Übertragungsfunktion  $H_2(f)$  des Systems  $u_{\text{int1}}(t) \rightarrow u_2(t)$  gibt es eine breitbandige Komponente und eine Komponente, die „integriert“ wird. Hierbei wird für die Berechnung des breitbandigen Rauschens, welches vom nichtinvertierenden Eingang des OTAs zum Ausgang geht und dort beim Abtasten ins Basisband gefaltet wird, der „worst case“ angenommen. Dies bedeutet, dass das

Rauschen am positiven Knoten des OTAs mit  $\left(1 + \frac{C_p + C_{\text{rück1}} + C_{\text{off}}}{C_{\text{int1}}}\right)^2$  verstärkt

wird, jedoch die Bandbegrenzung des OTAs nur durch die Lastkapazität  $C_L$ , die Kapazität  $C_{\text{sample}}$  und die parasitäre Kapazität  $C_p$  vorgenommen wird. Das abgetastete Rauschen wird im Frequenzbereich von 0 bis  $f_s$  gleichmäßig verteilt, auf den Eingang  $U_{\text{ref}}$  zurückgerechnet und dann mit der Verstärkung  $G_{\text{off}}$  zum Filter übertragen. Die Komponente, welche „integriert“ wird, wird auf den Eingang  $u_1$  zurückgerechnet und dort mit der Verstärkung  $G_{\text{Bolo}}$  zum Filter übertragen.

Tabelle 32: Übertragungsfunktionen

<p><i>Ausgang SINC – Filter</i></p> <p><i>digitaler Ausgang SDM</i></p> $ H_{Filter}(f) ^2 = \left  \frac{u_{aus, sinc}}{Y} \right ^2 = \left  \frac{\sin\left(\frac{\pi f Dez}{f_s}\right)}{Dez \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right)} \right ^3 \Big ^2$
<p><i>Spannung Ausgang 1. Integrator</i></p> <p><i>Spannung Eingang Bolometer</i></p> $ H_1(f) ^2 = \left  \frac{u_{int1}}{u_1} \right ^2 = \left  \frac{1}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1}} \right ^2$
<p><i>Spannung Ausgang 1. Integrator</i></p> <p><i>Spannung nichtinvertierender Eingang OTA 1. Integrator</i></p> $ H_2(f) ^2 = \left  \frac{u_{int1}}{u_2} \right ^2$ $= \left  \left( \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right) + \left( \frac{1}{j2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1}} \right) \right) \cdot \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L}{g_{mOTA}}} \right ^2$ $\approx \left( \frac{1}{(2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1})} \right)^2 + \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right)^2 \frac{1}{1 + \left( 2\pi f \frac{C_L}{g_{mOTA}} \right)^2}$
<p>Quantisierungsrauschen → Ausgang SDM</p> $ H_Q(f) ^2 = \left  (1 - z^{-1})^2 \right _{z=e^{j2\pi \frac{f}{f_s}}}^2 = \left( 2 \sin\left(\frac{\pi f}{f_s}\right) \right)^4 \approx \left( 2 \frac{\pi f}{f_s} \right)^4$

Der am Ausgang des SINC-Filters auftretende Rauschanteil hervorgerufen durch das Quantisierungsrauschen berechnet sich wie folgt:

$$\overline{u_{n, Quant, sinc}^2} = 2 \int_0^{\frac{f_s}{2}} \frac{\overline{u_{n,Q}^2}}{\Delta f} |H_Q(f) H_{Filter}(f)|^2 df \quad (7.23)$$

Eine analytische Berechnung ist hier nicht möglich. Der Rauschanteil am Ausgang des SINC-Filters hervorgerufen durch den Bolometerwiderstand beträgt dann für das weiße Rauschen

$$\overline{u_{n,RBolo,\sin c,w}^2} = \int_0^{\frac{f_s}{2}} G_{Bolo}^2 \frac{\overline{u_{n,Bolo,w}^2}}{\Delta f} |H_{Filter}(f)|^2 df = \left( \frac{1}{f_s R_{Bolo}(T_0) C_{rück1}} \right)^2 4kT_0 R_{Bolo}(T_0) \frac{3}{4t_{Pixel}} \quad (7.24)$$

bzw. für das 1/f-Rauschen

$$\overline{u_{n,RBolo,\sin c,1/f}^2} = \int_{\frac{1}{4T_{shutter}}}^{NBW} G_{Bolo}^2 \frac{\overline{u_{n,Bolo,1/f}^2}}{\Delta f} df = \left( \frac{1}{f_s R_{Bolo}(T_0) C_{rück1}} \right) U_{Bias}^2 k_{fBolo} \ln \left( \frac{3t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right). \quad (7.25)$$

Der Rauschanteil am Ausgang des SINC-Filters hervorgerufen durch das Rauschen des Verstärkers des ersten Integrators beträgt dann für das weiße Rauschen:

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,A,\sin c,w}^2} &= \int_0^{\frac{f_s}{2}} G_{Bolo}^2 \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} \left| (2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1}) \right|^2 \left| \frac{1}{(2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1})} \right|^2 |H_{Filter}(f)|^2 df + \\ &+ \int_0^{\frac{f_s}{2}} \left( \frac{C_{int}}{C_{off}} \right)^2 G_{off}^2 \frac{\overline{u_{n,A,w}^2}}{\Delta f} \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right)^2 \frac{g_{mOTA}}{4 \left( C_{Leff} + C_p + \frac{C_{Leff} C_p}{C_{int1}} \right)} \frac{1}{f_s} |H_{Filter}(f)|^2 df \\ &= \frac{2 \cdot 3}{4t_{Pixel} f_s} \left( G_{Bolo}^2 2 \frac{KkTn\gamma}{g_{mOTA}} + \left( \frac{C_{int}}{C_{off}} \right)^2 G_{off}^2 \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right)^2 \frac{2KkTn\gamma}{\left( C_{Leff} + C_p + \frac{C_{Leff} C_p}{C_{int1}} \right)} \right) \end{aligned}$$

mit  $C_{Leff} = C_L + C_{sample}$ .

(7.26)

Der Rauschanteil am Ausgang des SINC-Filters hervorgerufen durch das Rauschen des Verstärkers des ersten Integrators hervorgerufen durch das 1/f-Rauschen beträgt dann:

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,A,\sin c,1/f}^2} &= \int_1^{\frac{f_s}{2}} G_{Bolo}^2 \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} \left| (2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1}) \right|^2 \left| \frac{1}{(2\pi f R_{Bolo}(T_0) C_{int1})} \right|^2 |H_{Filter}(f)|^2 df + \\
&\int_1^{\frac{f_s}{2}} \left( \frac{C_{int}}{3C_{off}} \right)^2 G_{off}^2 \frac{\overline{u_{n,A,1/f}^2}}{\Delta f} \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right)^2 |H_{Filter}(f)|^2 df \\
&\approx 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \left( G_{Bolo}^2 + \left( \frac{C_{int}}{3C_{off}} \right)^2 G_{off}^2 \left( 1 + \frac{C_p + C_{rück1} + C_{off}}{C_{int1}} \right)^2 \right) \ln \left( \frac{3t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right).
\end{aligned} \tag{7.27}$$

Nach dem Vorladen der Kondensatoren  $C_{rück1}$  und  $C_{off}$  während der Phase  $\phi_1$  bzw.  $\phi_3$  verbleibt auf diesen Kapazitäten eine Rauschladung, die sich aus dem kTC-Rauschen ergibt. Bei der Entladung während der Phasen  $\phi_2$  bzw.  $\phi_4$  verteilt sich dieses Rauschen ähnlich dem heruntergefalteten Rauschen des OTAs zwischen 0 und  $f_s$  [16], es geht nun aber direkt mit „1“-Verstärkung zum Ausgang des SDMs durch. Es wird angenommen, dass das Rauschen der Schalter während der Phasen  $\phi_2$  bzw.  $\phi_4$  ebenfalls einen Rauschanteil in gleicher Höhe verursacht. Da die SC-Stromquelle drei Entladungen während der Abtastperiode  $t_s$  durchführt, ist die Rauschleistung mit „3“ zu multiplizieren. Die Rauschleistung wird auf den Ausgang des Verstärkers übertragen, dann auf den Eingang  $U_{ref}$  zurückgerechnet und mit der Verstärkung  $G_{off}$  zum Filter übertragen. Daraus folgt am Ausgang des Filters für den Rauschanteil verursacht durch die SC-Offsetstromquelle und die SC-Rückkopplung:

$$\overline{u_{n,SC,\sin c}^2} = \frac{2 \cdot 3}{4t_{Pixel} f_s} G_{off}^2 \left( \frac{C_{int}}{3C_{off}} \right)^2 \left( \frac{3 \cdot 2kT}{C_{off}} \left( \frac{C_{off}}{C_{int}} \right)^2 + \frac{2kT}{C_{rück1}} \left( \frac{C_{rück1}}{C_{int}} \right)^2 \right). \tag{7.28}$$

Die NETD berechnet sich dann nach Gleichung (7.29).

$$\begin{aligned}
NETD &= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL}{dT_{Strahler}}} \frac{\sqrt{\overline{u_{n,Quant,\sin c}^2} + \overline{u_{n,ges,\sin c,w}^2} + \overline{u_{n,ges,\sin c,1/f}^2}}}{G_{Bolo} R_U} \\
&= \frac{4 \cdot F_{no}^2}{\pi \cdot A_{Bolo} \cdot \epsilon_{Bolo} \cdot \frac{dL}{dT_{Strahler}}} \frac{g_{Bolo} \sqrt{\overline{i_{n,Quant,\sin c}^2} + \overline{i_{n,ges,\sin c,w}^2} + \overline{i_{n,ges,\sin c,1/f}^2}}}{G_{Bolo} U_{Bias} \alpha}
\end{aligned} \tag{7.29}$$

mit

$$\overline{u_{n,ges,\sin c,w}^2} = \overline{u_{n,RBolo,\sin c,w}^2} + \overline{u_{n,A,\sin c,w}^2} + \overline{u_{n,SC,\sin c}^2} \tag{7.30}$$

und

$$\overline{u_{n,ges,\sin c,1/f}^2} = \overline{u_{n,RBolo,\sin c,1/f}^2} + \overline{u_{n,A,\sin c,1/f}^2} \tag{7.31}$$

Mit den Werten aus Tabelle 33 ergeben sich die äquivalenten Rauschspannungen und die voraussichtliche NETD in Tabelle 34. Es hat sich gezeigt, dass das  $1/f$ -Rauschen des Verstärkers aufgrund von sehr kleinen Eingangstransistoren den größten Rauschbeitrag liefert, gefolgt vom weißen Rauschen des Verstärkers. Jedoch sind dies nur Schätzungen, da keine prozessabhängigen Rauschparameter verfügbar sind. Sollten Messungen dies bestätigen, ist ein Redesign empfehlenswert. Da aber schon der maximal verfügbare Platz bereits ausgenutzt wurde, ist eine Vergrößerung der Eingangstransistoren und eine Vergrößerung der Lastkapazität ohne Erhöhung des Multiplexfaktors kaum möglich. Der Einsatz von PMOS-Transistoren als Eingangsstufe liefert beim Betrieb in moderater Inversion nur eine geringe Verbesserung. Daher bleibt wohl nur eine Verbesserung der Responsivität des Bolometers. Der Wärmeleitwert  $g_{\text{Bolo}}$  ist sehr vorsichtig geschätzt, hier sind sicherlich deutliche Verbesserungen möglich, so dass der Zielwert der NETD doch noch erreicht werden kann.

Tabelle 33: Parameter des VGA-Arrays

Parameter	Wert
$R_{\text{Bolo}}$	10 M $\Omega$
$C_{\text{off}}$	45 fF
$C_{\text{int1}}$	267 fF
$C_{\text{rueck1}}$	67 fF
$C_{\text{int2}}$	200 fF
$C_{\text{rueck2}}$	50 fF
$C_{\text{sample}}$	100 fF
$C_L$	100 fF
$C_p$	100 fF
$g_{\text{mOTA}}$	10 $\mu\text{S}$
$f_s$	750 kHz
$f_{\text{offset}}$ (Frequenz der SC-Stromquelle)	2250 kHz
K	3.5



Tabelle 34: Berechnete Rauschwerte und geschätzte NETD des VGA-Arrays

$\sqrt{u_{n,ges,\sin c,w}^2}$	170 $\mu\text{V}$
$\sqrt{u_{n,ges,\sin c,l/f}^2}$	185 $\mu\text{V}$
NETD	550 mK

### 7.3.2 Simulationsergebnisse

Zur Simulation in Simulink wurden zwei Modelle genutzt. Das erste Modell nach Abbildung 99 ist eine stark vereinfachte und idealisierte Nachbildung des realisierten SDMs 2. Ordnung. Der Bolometerstrom wird im Block „Funktion“ aus der Biasspannung und dem zugeführten Widerstandswert berechnet. Der Widerstandswert besteht aus einem Offset mit dem Wert  $R_{\text{Bolo}}$  und einem zusätzlichem Wert aus einer Pulsquelle, welche Pulse mit der Periode  $2 \cdot t_{\text{Pixel}}$  erzeugt. So kann das Multiplexen simuliert werden. Der Offsetstrom wird vom errechneten Bolometerstrom abgezogen und der Rest dem ersten Integrator zugeführt. Die in der Realisierung vorhandene SC-Stromquelle wurde in eine äquivalente Stromquelle umgewandelt, welche dem ersten Integrator einen kontinuierlichen Strom über die gesamte Dauer  $t_s$  zuführt. Die Polarität ist abhängig vom Ausgang des Komparators. Die Ausgangsspannung des ersten Integrators wird mit der Abtastfrequenz abgetastet. Dann folgt der zweite Integrator mit seinen digitalen Koeffizienten  $a_2$  und  $b_2$ . Da die Kondensatoren für eine Referenzspannung von 0.5 V ausgelegt wurden, ist der Komparatorausgang, welcher entweder +1 oder -1 ausgibt, zur Zuführung zum zweiten Integrator, mit 0.5 zu multiplizieren. Der zweite Integrator wird durch ein ideales zeitdiskretes Modell nachgebildet. Der Ausgang des idealen Komparators, welcher an den Ausgang des zweiten Integrators angeschlossen ist, wird dann einem idealen SINC-Filter 3. Ordnung zugeführt. Drei weiße Rauschquellen sind neben dem vorhandenen Quantisierungsrauschen implementiert worden. Zum einen das weiße Rauschen des Bolometerwiderstandes, das kTC-Rauschen der SC-Stromquelle und das kTC-Rauschen der SC-Rückkopplung. Die Rauschquelle des Widerstandes  $R_{\text{Bolo}}(T_0)$  erzeugt ein Gauß-verteiltes Zufallssignal mit der Varianz eins. Die Frequenz, mit der neue Werte an dieser Quelle ausgegeben werden, ist der Kehrwert der

Rauschbandbreite NBW. Die Spannungswandlung erfolgt durch die Multiplikation mit dem Faktor

$$\sqrt{2kT_0 R_{Bolo}(T_0)NBW} . \quad (7.32)$$

Das kTC-Rauschen der SC-Rückkopplung aus der realen Schaltung wird in einen äquivalenten mittleren kontinuierlichen Strom umgewandelt. Die auf der Kapazität  $C_{rück1}$  beim Laden mit der jeweiligen Referenzspannung verbleibende Rauschladung ist

$$Q_n = \sqrt{kT_0 C_{rück1}} . \quad (7.33)$$

Diese Ladung lässt sich so in einen mittleren Strom  $\overline{i_{rück1}}$  umwandeln, der innerhalb einer bestimmten Zeit, hier  $t_s$ , fließt. Mit

$$Q_n = \overline{i_{rück1}} \cdot t_s \quad (7.34)$$

folgt für den mittleren Strom

$$\overline{i_{rück1}} = \frac{\sqrt{kTC_{rück1}}}{t_s} . \quad (7.35)$$

Ein Gauß-verteiltes Zufallssignal mit der Varianz eins wird mit diesem Strom multipliziert, um das Rauschen nachzubilden. Das Signal ändert seinen Wert mit dem Zeitschritt  $t_s$ . Das kTC-Rauschen der SC-Stromquelle wird ähnlich erzeugt. Da aber die SC-Stromquelle mit der dreifachen Abtastfrequenz arbeitet, ist der äquivalente Strom für den Zeitraum  $t_s/3$  zu berechnen und immer nach der Zeit  $t_s/3$  muss ein neuer Zufallswert zur Verfügung stehen. Die Stromwandlung erfolgt durch Multiplikation mit dem äquivalenten Strom

$$\overline{i_{offset}} = \frac{3\sqrt{kTC_{off}}}{t_s} \quad (7.36)$$

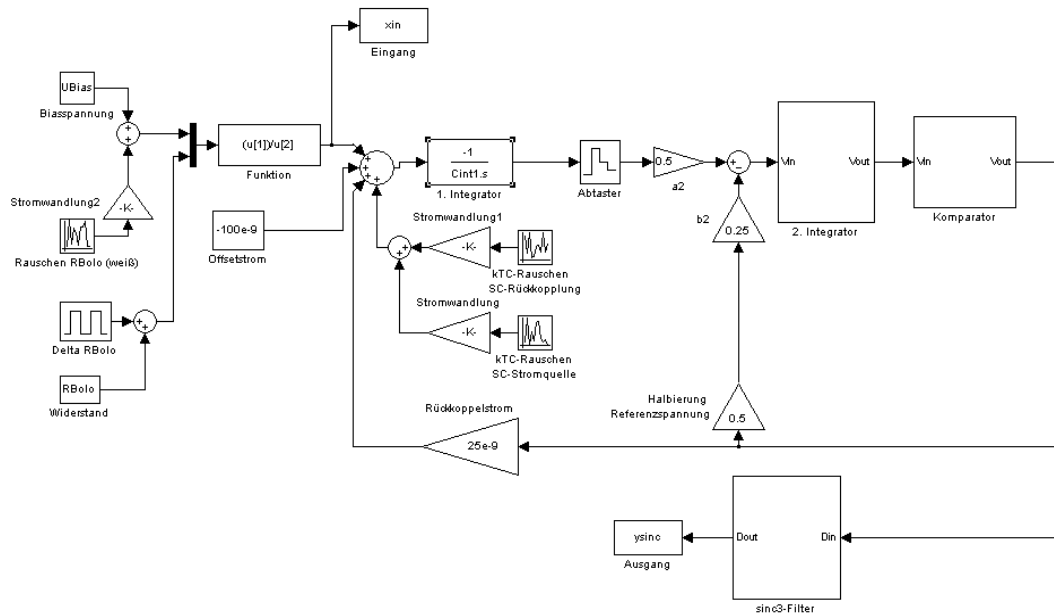


Abbildung 99: Vereinfachtes Modell des realisierten SDMs 2. Ordnung

Die verwendeten Parameter können Tabelle 33 entnommen werden. Der Widerstand wird durch die Pulsquelle zur Simulation des Multiplexens von  $9.6 \text{ M}\Omega$  auf  $10.4 \text{ M}\Omega$  hin und her geschaltet. Abbildung 100 zeigt den Eingangsstrom, welcher dem gesamten Bolometerstrom abzüglich des Offsetstroms entspricht, und den Ausgangsstrom. Zur Ermittlung des Ausgangsstroms ist das Signal des SINC-Filters mit dem äquivalenten Rückkoppelstrom, also der Stromreferenz, mit dem Kehrwert der dritten Potenz des Dezimationsfaktors und mit „-1“ zu multiplizieren. Dem Ausgangsstrom kann dann der zuvor subtrahierte Offsetanteil hinzugefügt werden. Der Bolometerwiderstand ist der Quotient von Biasspannung und Bolometerstrom.

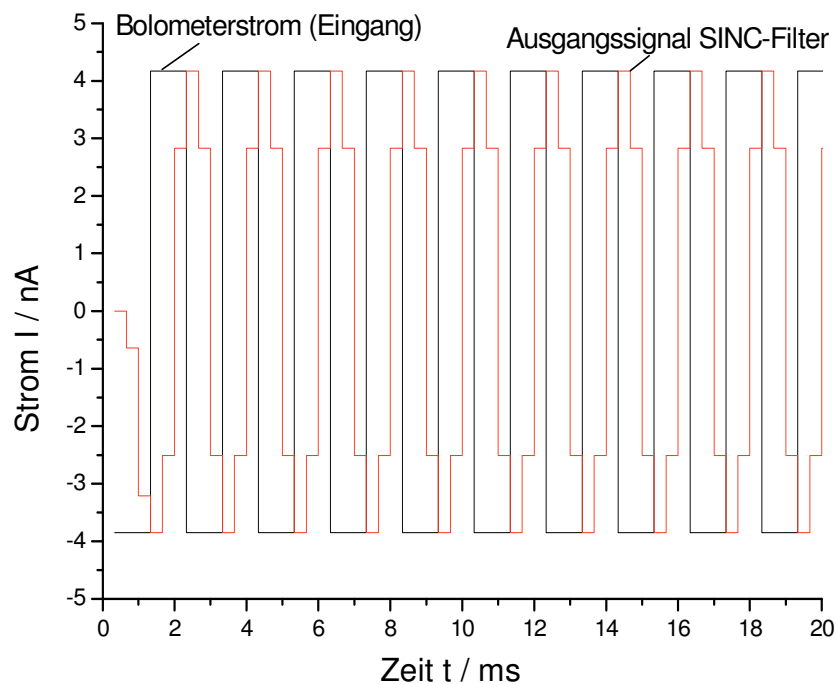


Abbildung 100: Eingangsstrom und Ausgangssignal (vereinfachtes Modell, Offsetstrom wurde subtrahiert, nur Quantisierungsrauschen))

Die Rauschquellen wurden einzeln hinzugeschaltet. Tabelle 35 zeigt die Standardabweichungen in der Simulation und die entsprechenden berechneten Werte. Es gibt dabei keine großen Abweichungen.

Tabelle 35: Vergleich der Standardabweichung der Simulation mit den berechneten Werten

Quelle	bei $R_{\text{Bolo}} = 10.4 \text{ M}\Omega$	bei $R_{\text{Bolo}} = 9.6 \text{ M}\Omega$	berechnet
Quantisierungs- rauschen	$4.9 \cdot 10^{-14} \text{ A}$	$3.2 \cdot 10^{-14} \text{ A}$	$3.6 \cdot 10^{-14} \text{ A}$
Widerstand (weiß)	$9.5 \cdot 10^{-13} \text{ A}$	$1 \cdot 10^{-12} \text{ A}$	$1.1 \cdot 10^{-12} \text{ A}$
SC-Rückkopplung	$5.4 \cdot 10^{-13} \text{ A}$	$6.4 \cdot 10^{-13} \text{ A}$	$5.6 \cdot 10^{-13} \text{ A}$
SC-Stromquelle	$8.2 \cdot 10^{-13} \text{ A}$	$8.3 \cdot 10^{-13} \text{ A}$	$7.9 \cdot 10^{-13} \text{ A}$

Ein der Realität weiter angenähertes Modell (Abbildung 101) wurde entwickelt, um zu untersuchen, ob das Zuschalten der Rückkoppel- und Offsetkapazität zu zusätzlichem Rauschen führt. Bei jedem Zuschalten einer Kapazität an den

OTA macht der invertierende Knoten einen Sprung und kehrt mit einem exponentiellen Verlauf zu seinem ursprünglichen Wert zurück. Dadurch wird direkt der Bolometerstrom beeinflusst. Im ersten Integrator kommt nun ein Operationsverstärker (OPAMP) mit endlicher Verstärkung und Bandbreite zum Einsatz. Die SC-Stromquelle und SC-Rückkopplung werden nun durch Komponenten ersetzt, welche dem OPAMP einen exponentiellen abfallenden Strom beim Zuschalten zuführen. Die Spannung am invertierenden Knoten wird berechnet und in die Berechnung des Bolometerstromes mit einbezogen. Die weiteren Komponenten wie Abtaster, zweiter Integrator, Komparator und SINC-Filter entsprechen denen des ersten Modells. Zunächst soll das auf einem OPAMP basierenden Integratormodell erklärt werden (Abbildung 102). Verschaltet ist der OPAMP als Integrator und besitzt einen Stromeingang.

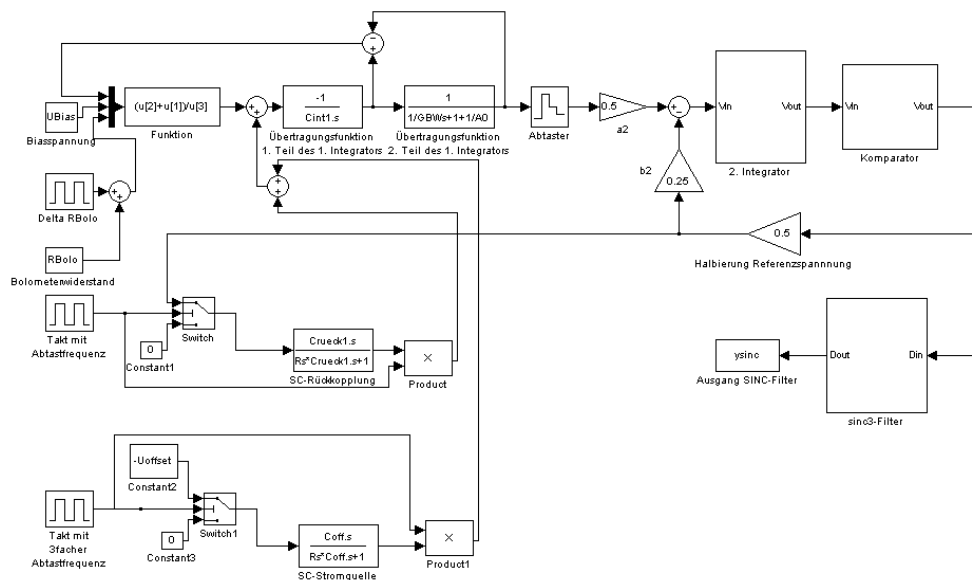


Abbildung 101: Erweitertes Modell des realisierten SDMs 2. Ordnung

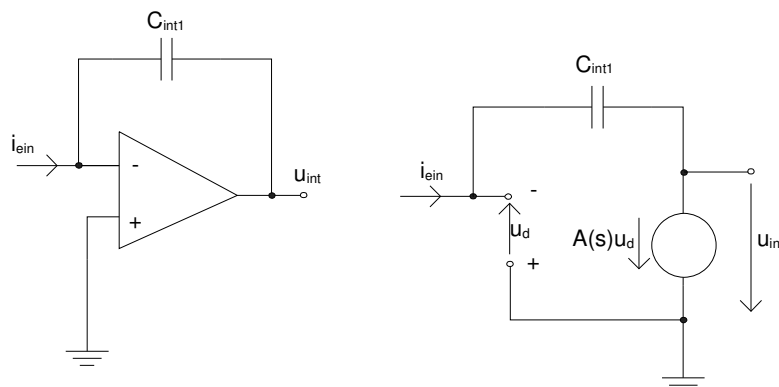


Abbildung 102: Integratormodell basierend auf einem OPAMP und sein Ersatzschaltbild

Die Übertragungsfunktion  $H_{\text{int}}(s)$  des Systems  $i_{\text{ein}}(t) \rightarrow u_{\text{int}}(t)$  ist

$$H_{\text{int}}(s) = \frac{-1}{sC_{\text{int}1}} \frac{1}{\frac{s}{GBW} + 1 + \frac{1}{A_0}} \quad (7.37)$$

mit

$$A(s) = A_0 \frac{1}{\frac{sA_0}{GBW} + 1}, \quad (7.38)$$

wobei das Verstärkungsbandbreiteprodukt GBW hier in rad/s einzusetzen ist.

Die Differenzspannung  $u_d$  lässt sich dann folgendermaßen berechnen:

$$u_d = \frac{-1}{sC_{\text{int}1}} - u_{\text{int}}. \quad (7.39)$$

Anhand Abbildung 103 ist ersichtlich, dass sich der Eingangsstrom wie folgt berechnet:

$$i_{\text{ein}} = \frac{U_{\text{Bias}} + u_d}{R_{\text{Bolo}}(T_0)} + i_{\text{offset}} + i_{\text{rück}1}. \quad (7.40)$$

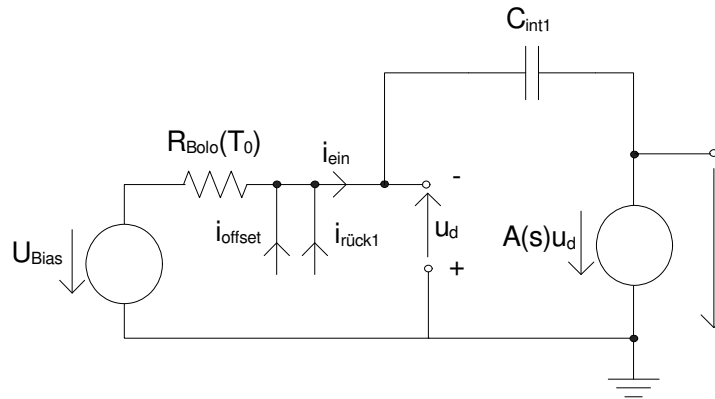


Abbildung 103: Integratormodell mit Bolometerwiderstand und Stromeingängen für die SC-Rückkopplung und SC-Stromquelle

Der Offsetstrom entspricht dem Entladestrom einer vorgeladenen Kapazität in Reihe mit dem Durchlasswiderstand der eingeschalteten Schalter (vgl. Abbildung 95). Bei der Entladung wird die Differenzspannung  $u_d$  hier nicht berücksichtigt, so dass sich die Kapazität gegen Masse entlädt. In der entsprechenden Ersatzschaltung (Abbildung 104) repräsentiert  $R_s$  die während der Phase 4 eingeschalteten Schalter. Die Vorladung wird durch die Quelle  $U_{\text{offset}}$  berücksichtigt. Der dem Integrator zugeführte Strom  $i_{\text{offset}}$  ist eingetragen.

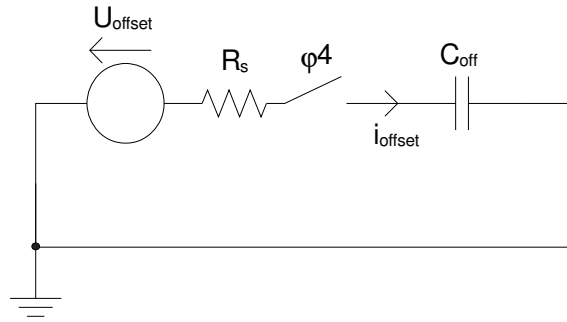


Abbildung 104: Ersatzschaltung der SC-Stromquelle bei der Entladung in den Stromeingang des Integrators

Der Strom  $i_{\text{offset}}$  lässt sich dann beim Schließen des Schalters  $\phi 4$  durch

$$i_{\text{offset}} = U_{\text{offset}} \frac{sC_{\text{off}}}{sR_s C_{\text{off}} + 1} \quad (7.41)$$

berechnen. Für die SC-Rückkopplung verhält es sich ähnlich. Hier sind nur der Kondensator gegen  $C_{\text{rück1}}$  und die Quelle für die Vorladung gegen  $\pm 0.5 U_{\text{ref}}$  je nach Komparatorzustand bei der Vorladung auszutauschen. Somit gilt für den Rückkoppelstrom

$$i_{\text{rück1}} = \pm 0.5 U_{\text{ref}} \frac{sC_{\text{rück1}}}{sR_s C_{\text{rück1}} + 1} \quad (7.42)$$

$R_s$  steht hier für die Durchlasswiderstände der Schalter  $\phi 2$  (Abbildung 93). Anhand dieser Erkenntnisse ist das Modell nach Abbildung 101 entwickelt worden. Im Modell sind die beiden Schalter Switch und Switch1 für die Auf- und Entladung der jeweiligen Kondensatoren zuständig. Der Ausgang der Übertragungsfunktion zur Erzeugung der Strompulse wird mit seinem Takt, welcher ein Tastverhältnis von 0.5 hat, multipliziert. So wird verhindert, dass der Ladestrom dem Stromeingang des ersten Integrators zugeführt wird. Über die entsprechenden Schalter wird zwischen Aufladung mit der Referenz bzw. der Komparatorspannung und Entladung umgeschaltet. Alle übrigen verwendeten Komponenten sind ideal geblieben.

Die beim einfachen Modell durchgeführte Simulation des Widerstandssprunges am Eingang wurde mit  $A_0 = 10000$  (typischer Wert) und einem  $\text{GBW} = 6.2 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$  ( $\text{GBW} = 750000 \text{ Hz} = f_s$ , relativ geringer Wert, „worst case“) auch hier durchgeführt und das Quantisierungsrauschen bestimmt. Abbildung 105 zeigt das Ausgangssignal des SINC-Filters. Vergleicht man dies

mit dem Ausgangssignal des einfachen Modells (Abbildung 100), welche bei denselben Widerstandswerten als Eingangssignal idealerweise gleich sein sollte, ist zu erkennen, dass das Ausgangssignal beim erweiterten Modell mit einem Offset versehen ist. Nach Tabelle 36 ist das Quantisierungsrauschen etwas gestiegen, liegt aber immer noch weit unter dem Niveau des weißen Rauschens des Bolometerwiderstandes. Abbildung 106 zeigt die Differenzspannung  $u_d$  als Reaktion auf die exponentiell abfallenden Pulse am Stromeingang des OPAMPs durch die SC-Rückkopplung und die SC-Stromquelle. Die Differenzspannung hat den Maximalwert von ca.  $u_d = 0.25 \text{ V}$ , was 25 % der Biasspannung entspricht. Der Bolometerstrom erhöht sich so kurzzeitig auf etwa das 1.25fache.



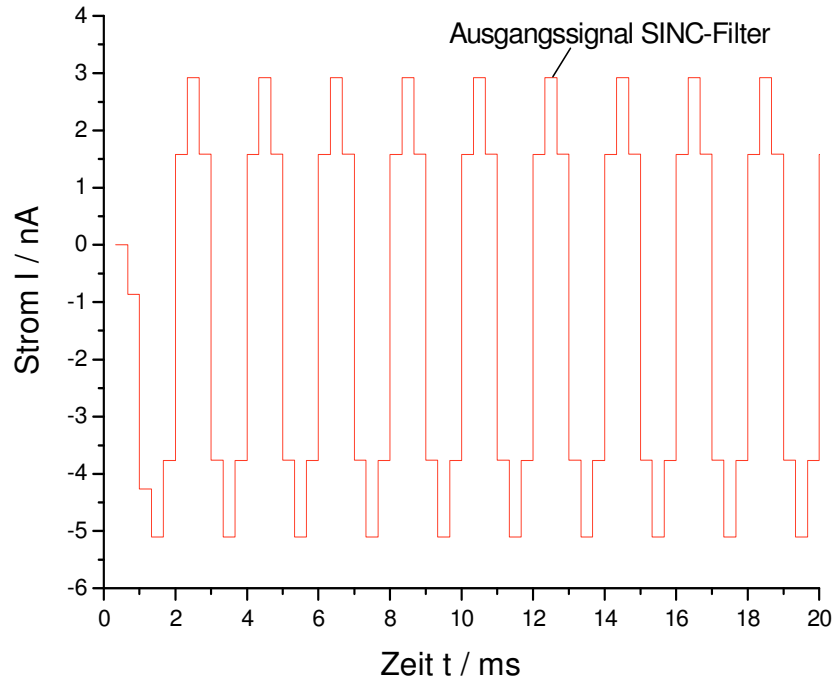


Abbildung 105: Ausgangssignal des SINC-Filters als Reaktion auf den Widerstandssprung ( $\Delta R = 0.8 \text{ M}\Omega$ )

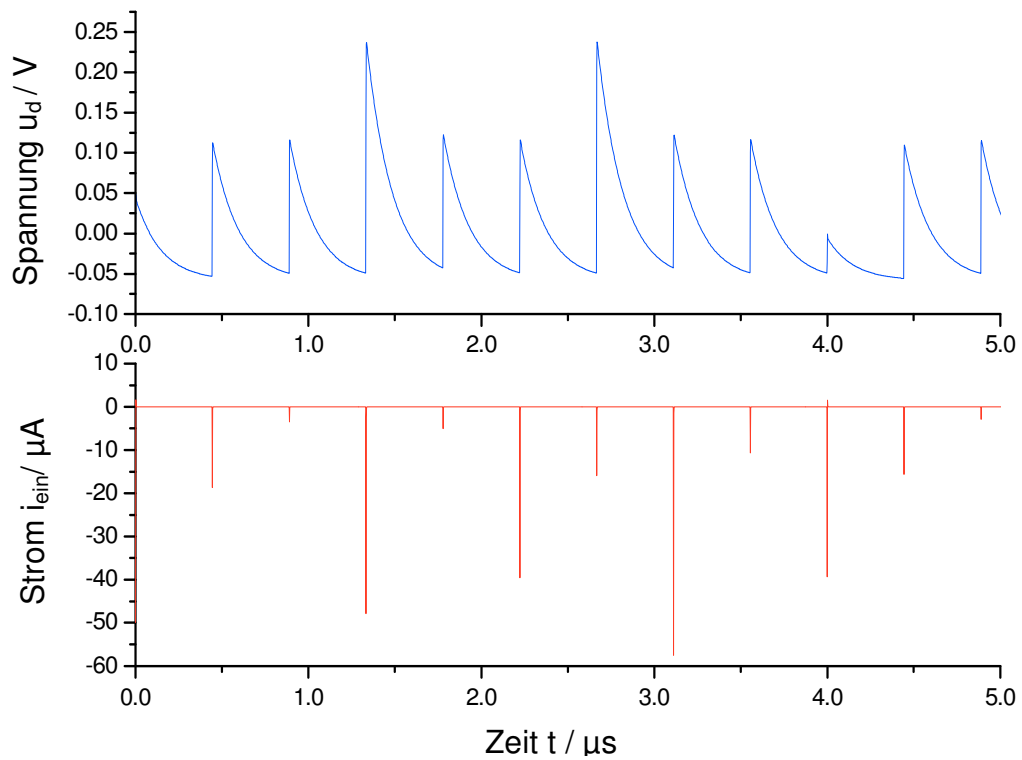
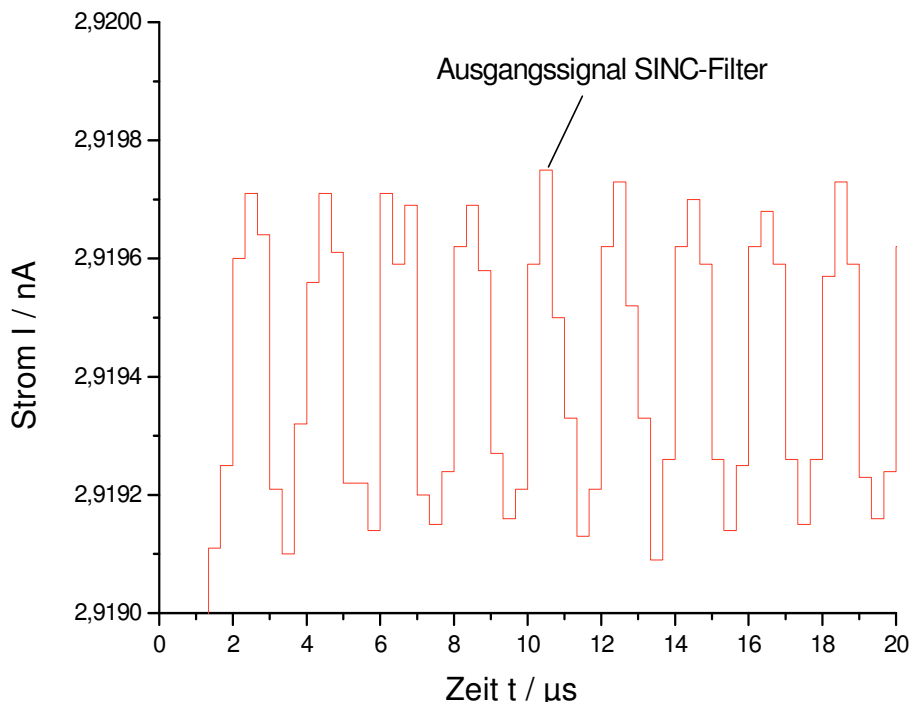


Abbildung 106: Verlauf der Spannung  $u_d(t)$  am invertierenden Eingang des OPAMPS als Reaktion auf die Strompulse  $i_{\text{ein}}(t)$  der SC-Stromquelle und SC-Rückkopplung

Tabelle 36: Vergleich der Standardabweichung mit den berechneten Werten

Quelle	bei $R_{\text{Bolo}} = 10.4 \text{ M}\Omega$	bei $R_{\text{Bolo}} = 9.6 \text{ M}\Omega$	berechnet
Quantisierungsrauschen	$4.3 \cdot 10^{-14} \text{ A}$	$5.8 \cdot 10^{-14} \text{ A}$	$3.6 \cdot 10^{-14} \text{ A}$

Zusätzlich wurde beim erweiterten Modell ein Widerstandssprung von nur  $50 \Omega$  simuliert. Der Widerstand am Eingang springt nun von  $9.6 \text{ M}\Omega$  auf  $9600050 \Omega$  und zurück. In Abbildung 107 ist dies am Ausgang des SINC-Filters deutlich zu sehen. Die geringe Widerstandsdifferenz, welche von einer veränderten Einstrahlung herrühren könnte, kommt also am Ausgang an. Die Verwendung von SC-Quellen führt demnach nicht zu einem wesentlich höheren Rauschboden aufgrund von direkter Einwirkung auf das Eingangssignal. Offset- und evtl. Verstärkungsfehler können herauskalibriert werden.

Abbildung 107: Ausgangssignal des SINC-Filters als Reaktion auf den Widerstandssprung ( $\Delta R = 50 \Omega$ )

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Low-cost FIR-Kamerasysteme mit ungekühlten Bolometern werden zunehmend nachgefragt. Viele Arbeiten beschäftigen sich mit der Technologie zur Herstellung und Optimierung vom Sensorelement. In der analogen Schaltungstechnik besteht der Bedarf an einer Hilfestellung für die Auswahl einer geeigneten Schaltung zur Auslese von Bolometer-Arrays. Daher werden unterschiedliche Schaltungsvarianten zur Auslese vorgestellt und umfangreiche Rauschberechnungen, welche zur Ermittlung der NETD benötigt werden, durchgeführt. Des Weiteren stellt sich bei jeder neuen Bolometer-Array-Entwicklung die Frage nach der Architektur. Anhand der optimalen Akquisitionszeit wird auch hier eine Lösungsmöglichkeit angeboten.

In Kapitel 2 werden kurz allgemeine Grundlagen zu infraroter Strahlung zusammengefasst. Die Unterschiede zwischen NIR und FIR werden erläutert. In Kapitel 3 werden zunächst unterschiedliche Sensorelemente zur Detektion von FIR-Strahlung vorgestellt und dann ausführlich die physikalischen Zusammenhänge des Bolometers als Grundstein für diese Arbeit eingeführt. Responsivität, NETD, eine einfache Wärmebilanzgleichung, Dynamik etc. werden erläutert. Die Modellierung des Rauschens ist hier ebenfalls beschrieben. In Kapitel 4 wird die bereits vorgestellte Wärmebilanzgleichung erweitert und so der Realität näher gebracht. Strahlung von der Linse und dem Gehäuse werden zusätzlich berücksichtigt. Zudem werden Transmissionen und Reflexionen miteinbezogen. Daraus entstanden ist ein VerilogA-Modell, welches zur elektrischen Simulation unter Berücksichtigung der thermischen Vorgänge im Bolometer in einem Schaltungssimulator benutzt werden kann. In Kapitel 5 werden mögliche Schaltungen zur Auslese eines Bolometers vorgestellt und umfangreiche Rauschberechnungen durchgeführt. Die NETD wird für jede einzelne Schaltungsvariante analytisch berechnet. Ein abschließender Vergleich der NETDs, bei dem nur weißes Rauschen von den Bolometern, Referenzwiderständen bzw. Stromquellen und  $1/f$ -Rauschen der Bolometer berücksichtigt werden, zeigt, dass die Favoriten die Integrator-Schaltungen und die SDM-Schaltungen sind. Die SDM-Schaltungen weisen zwar eine geringfügig schlechtere zu erwartende NETD hervorgerufen von

weißem Rauschen auf, jedoch liegt das Ausgangssignal hier bereits in digitaler Form vor. Die anderen „primitiven“ Schaltungen wie Spannungsteiler mit Constant Voltage Bias oder Constant Current Readout können die Rauschbandbreite aufgrund einer hohen benötigten Auflösung nicht ausreichend begrenzen. Bei der NETD hervorgerufen von  $1/f$ -Rauschen sind die Unterschiede bei fast allen Schaltungen eher gering, da der variable Parameter, die Akquisitionszeit, in einem Logarithmus steht. Keine der Schaltungen ist in der Lage, das  $1/f$ -Rauschen des Bolometers wirksam zu begrenzen. In Kapitel 6 wird die optimale Akquisitionszeit für eine Integrator- und eine SDM-Schaltung mit den Vorgabewerten und den angenommenen Bolometerdaten bestimmt. Die NETD hervorgerufen von  $1/f$ -Rauschen des Bolometers limitiert die resultierende NETD. Die optimale Akquisitionszeit liegt in dem Bereich, in dem die NETD hervorgerufen von weißem Rauschen ungefähr gleich der NETD hervorgerufen von  $1/f$ -Rauschen ist. Eine weitere Vergrößerung der Akquisitionszeit zeigt dann eine immer geringer werdende Wirkung auf die resultierende NETD und ist daher nicht mehr verhältnismäßig. Aus der optimalen Akquisitionszeit (die Zeit, welche für die Auslese eines einzelnen Bolometers zur Verfügung steht) lässt sich die optimale Architektur ableiten. Kapitel 7 stellt die Hardware-Realisierung von zwei Bolometer-Arrays vor. Im Rahmen dieser Dissertation wurden ein  $160 \times 120$  Bolometer-Array mit Integrator-Auslese (Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung) und ein innovatives  $640 \times 480$  Bolometer-Array mit SDM 2. Ordnung mit implementiertem SINC-Filter 3. Ordnung realisiert. Beim Integrator-Array befindet sich eine Ausleseschaltung in jeder Spalte. Zwei DACs in jeder Spalte dienen zur Kalibration jedes einzelnen Sensorelementes. Beim VGA-Array werden so genannte Auslesekekeln gebildet, wobei eine Kachel aus einem SDM 2. Ordnung und einem SINC-Filter 3. Ordnung besteht. Eine Kachel dient zur Auslese von 32 Bolometern und erstreckt sich über acht Spalten und vier Zeilen. Insgesamt befinden sich ca. 10000 Auslesekekeln unterhalb der Bolometer-Matrix. Umfangreiche Rauschberechnungen werden anhand der realen Parameter bei beiden Schaltungen durchgeführt. Da zum Zeitpunkt der Abgabe dieser Arbeit noch keine Bolometer verfügbar waren, ist die zu erzielende NETD geschätzt worden.

Es wird als sinnvoll erachtet, eine Folgearbeit zu starten, dessen Ziel es ist, über schaltungstechnische Maßnahmen das  $1/f$ -Rauschens des Bolometers zu reduzieren. Die NETD hervorgerufen durch weißes Rauschen kann schaltungstechnisch durch Vergrößerung der Akquisitionszeit und durch Vergrößerung der Biasspannung bzw. des Biasstromes reduziert werden, jedoch führen diese Maßnahmen nicht zur Reduzierung der NETD hervorgerufen durch  $1/f$ -Rauschen.

## Literatur

- [1] Physik für Ingenieure“, H. Lindner, W. Siebke, G. Simon, Hanser Fachbuchverlag, 17. Auflage, 2006
- [2] Artikel „Infrared“, in: Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Infrared> , Stand: 30.01.2009
- [3] Artikel „Microwave“, in: Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Microwave>, Stand: 01.02.2009
- [4] „Strahlungsphysik im optischen Bereich der Lichttechnik, Benennung der Wellenlängenbereiche“, DIN 5031 Teil 7, 1984
- [5] „Night Vision Enhancement Systems“, Sascha Mahlke, Folien eines Vortrags, ZMMS, TU Berlin, 2005
- [6] Bildergalerie in: FLIR SYSTEMS, URL: [http://www.flirthermography.de/success/ir\\_image\\_list.asp](http://www.flirthermography.de/success/ir_image_list.asp)
- [7] Artikel „Wiensches Verschiebungsgesetz“, in Wikipedia: Die freie Enzyklopädie, URL: [http://de.wikipedia.org/wiki/Wiensches\\_Verschiebungsgesetz](http://de.wikipedia.org/wiki/Wiensches_Verschiebungsgesetz), Stand: 11.07.2008
- [8] „MWIR-Wärmebildkamera mit Mikrobolometer“, H. Budzier, V. Krause, G. Gerlach, D. Wassiliew, DIAS Infrared GmbH – Publikation – Nr. 18
- [9] „CMOS-based Thermal Sensors“, T. Akin, Advanced Micro & Nanosystems Vol. 2: CMOS-MEMS, editiert von H. Baltes, O. Brand et al., Wiley-VCH, 2005
- [10] „640x480 pixel uncooled infrared FPA with SOI diode detectors“, M. Ueno et al., Proc. of SPIE, Vol. 5783, pp. 567-577, 2005.
- [11] „Micromachined infrared detectors based on pyroelectric thin films“, P. Muralt, Reports on Progress in Physics, Vol. 64, No. 10, pp. 1339-1388, 2001
- [12] „Uncooled amorphous silicon 1/4 VGA IRFPA with 25 µm pixel-pitch for High End applications“, A. Crastes, J.L. Tissot, M. Vilain, O. Legras, S. Tinnes, C. Minassian, P. Robert, B. Fieque, Proc. SPIE Vol. 6940, Infrared Technology and applications XXXIV, 2008
- [13] „Monolithic Silicon Microbolometer Arrays“, R.A.Wood, in Uncooled Infrared Imaging Arrays and Systems, edited by P. Kruse, D. Skatrud, Vol. 47, Semiconductors and Semimetals, pp. 45-121, Academic Press, 1997
- [14] „Above IC amorphous silicon imager devices“, E. Mottin, LETI, 7th Annual Review 2005

- [15] „Imaging Devices using the Charge-Coupled Concept”, D. F. Barbe, Proceedings of the IEEE, Vol. 63 No.1, 1975]
- [16] „The Design of Low-Voltage, Low-Power Sigma-Delta-Modulators”, S. Rabii, B. A. Wooley, Kluwer Academic Publishers, 1999
- [17] „Delta-Sigma Data Converters, Theory, Design and Simulation”, S. R. Norsworthy, R. Schreier, G. C. Temes, IEEE Press, 1997
- [18] „Testing and Evaluation of Infrared Imaging Systems”, G. Holst, SPIE Optical Engineering Press, JCD Publishing, 1998
- [19] „Analyzing sigma-delta ADCs in deep-submicron CMOS technologies”, Yann Le Guillou, RFDESIGN, pp. 18-26, February 2005
- [20] „Techniques for Pixel Level Analog to Digital Conversion”, B. Fowler, A. El Gamal, D. Yang, Vortrag, Aerosense, 1998
- [21] „Analog Signal Processing for CMOS Image Sensors”, Martin Snoeij, Dissertation, 2007
- [22] „CMOS readout integrated circuit involving pixel-level ADC for microbolometer FPAs”, C.H. Hwang, I.W. Kwon, Y.S. Lee, H.C. Lee
- [23] „Design of ADC in 25µm pitch dedicated for IRFPA image processing at LETI”, M. Tchagaspian, P. Villard, B. Dupont et al., Proc. of SPIE Vol. 6542, Infrared Technology and Applications XXXIII
- [24] „Model based on-chip 13bits ADC design dedicated to uncooled infrared focal plane arrays”, B. Dupont, P. Robert, A. Dupret, P. Villard, D. Pochic, Proc. Of SPIE Vol. 6737, Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications IV
- [25] „Readout concept employing a novel on chip 16 bit ADC for smart IR focal plane arrays”, U. Ringh, C. Jansson, K. Liddiard, Proc of SPIE Vol. 2745 Infrared Readout Electronics III
- [26] „Expanded Applications for high performance VOx Microbolometer FPAs”, D. Murphy, M. Ray, A. Kennedy et al., Proc. of SPIE Vol. 5783, Infrared Technology and Applications XXXI
- [27] „Low cost amorphous silicon based 160 x 120 uncooled microbolometer array for high volume applications”, C. Trouilleau, A. Crastes, J.L. Tissot, et al.,
- [28] „SOI diode uncooled infrared focal plane arrays“, M. Kimata et al., Proc. of SPIE Vol. 6127, 61270X, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices III, 2006
- [29] Onlinepräsenz InfraTec ,URL:  
<http://www.infratec.de/de/thermografie/infrarotkamas/applikationen.html>,  
aufgerufen am 03.02.2009

- [30] „Night Vision im BMW Vierzylinder“, Tag der Technik 2007 bei der BMW Group in München, Jan Steinkamp, Technik in Bayern Mai 2007
- [31] „Latest amorphous silicon microbolometer developments at LETI-LIR“, Jean-Jacques. Yon, Eric Mottina, Jean-Luc Tissot, Proc. of SPIE Vol. 6940, Infrared Technology and Applications XXXIV,
- [32] „A High-Frequency and High Resolution Fourth-Order  $\Sigma\Delta$  A/D Converter in Bi-CMOS Technology“, G. Yin and W. Sansen, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 29, pp857-865, August 1994
- [33] „CMOS - Circuit, Design, Layout, and Simulation“, R.J. Baker, H.W. Li, D.E. Boyce, IEEE Press, 1998
- [34] „2-D CMOS Bildsensorik mit integrierter Signalverarbeitung“, J. Huppertz, Dissertation, Fraunhofer IRB Verlag, 2001
- [35] „Wärmebildgeräte im Kraftfahrzeug zur verbesserten Nachtsicht“, G. Dittmar und J. Nolting ,Thermografie-Kolloquium, DGZfP-Berichtsband 86-CD, 2003
- [36] „An uncooled infrared focal plane array for low-cost applications fabricated with standard CMOS technology“, C. Calaza, N. Viarani, G. Pedretti et al., Sensors and Actuators A 132, pp129-138, 2006
- [37] „Computergrafik“, Prof. Dr. Hormann, Vorlesung 25, TU Clausthal, Wintersemester 2005,
- [38] „Signalübertragung“, J. Ohm, H. Lüke, Springer-Verlag, 2005
- [39] „Design and Characterization of Radiation Tolerant Integrated Circuits in Deep Submicron CMOS Technologies for LHC Experiments“, G. Anelli, Dissertation, Cern, Dezember 2000
- [40] „Taschenbuch der Mathematik“, I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew, Verlag Harri Deutsch, 2000
- [41] „Uncooled infrared focal plane array having 128x128 themopile detector elements“, S. Matsumoto, M. Uchida et al., Proc. of SPIE Vol. 2269, Infrared Technology XX, 1994
- [42] „Effects of the Architecture on Noise Performance of CMOS Operational Amplifiers“, B.J. Hosticka, W. Brockherde, M. Wrede, Proc. European Conf. on Circuit Theory and Design, pp 238-241, 1983
- [43] „Temperature sensitivity of resistance of VO<sub>2</sub> polycrystalline films formed by modified ion beam enhanced deposition“, J. Li, N. Yuan, Applied Surface Science 223, p. 252-257, 2004
- [44] „Improvements in uncooled systems using bias equalization“, W. Parrish, J. Woolaway, Proc. of SPIE, Vol. 3698, Signal Processing In and Behind the FPA I, 1999



- [45] „Continuous Time Sigma-Delta A/D Conversion“, M. Ortmanns, F. Gerfers, Springer-Verlag, 2005
- [46] „Design of Analog Integrated Circuits and Systems“, K. R. Laker, W. M. C. Sansen, McGraw-Hill, 1994
- [47] „Channel Length as a Design Parameter for Low Noise Wideband LNAs in Deep Submicron CMOS Technologies“, S. Andersson, C. Svensson, Proceedings IEEE NORCHIP Conference, pp. 123-126, 2004
- [48] „A 12.5 inch 8.1MPixel CMOS Image Sensor for Digital Cameras“, K. Cho et al., IEEE International Solid-State Circuits Conference, ISSCC 2007, pp. 508-509, Feb 2007
- [49] „A 0.18 $\mu$ m High Dynamic Range NTSCPAL Imaging System-on-a-chip with Embedded DRAM Frame Buffer“, W. Bidermann et al., IEEE International Solid-State Circuits Conference, Vol. XLVI, pp. 212-213, Feb. 2003
- [50] „Demytifying Sigma-Delta ADCs“, Application Note 1870, MAXIM, 2003
- [51] „MEMS-Based Uncooled Infrared Bolometer Arrays – A Review“, F. Niklaus, C. Vieider, H. Jakobsen, MEMS/MOEMS Technologies and Applications III, Proc. of SPIE Vol. 6836, 2007
- [52] „Operationsverstärker“, J. Dostál, Hüthig Verlag, 1989
- [53] „Readout concepts for uncooled microbolometers“, D. Weiler, D. Würfel, Fraunhofer IMS Annual Report 2008
- [54] „Noise in Short-Time Integrators for Readout of uncooled Infrared Bolometer Arrays“, D. Würfel et al., Advances in Radio Science, Vol. 8, pp. 129-133, 2010
- [55] „LETI/LIR's uncooled microbolometer development“, Jean-Luc Tissot et al., Proc. of SPIE, Vol. 3436, Infrared Technology and Applications XXIV, pp. 605-610, 1998
- [56] „Noise and Matching in CMOS (Analog) Circuits“, G. Anelli, Second Central American Regional Course on Advanced VLSI Design Techniques, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Mexico, 2004
- [57] „Low-cost 160 x 128 uncooled infrared sensor array“, W. J. Parrish et al., Proc. of SPIE, Vol. 3360, Infrared Readout Electronics IV, pp. 111-119, 1998
- [58] „320 x 240 uncooled microbolometer 2D array for radiometric and process control applications“, B. Fieque et al., Proc. of SPIE, Vol. 5251, Detectors and Associated Signal Processing, pp. 114-120, 2004
- [59] „Halbleiter-Schaltungstechnik“, U. Tietze, Ch. Schenk, 12. Auflage, Springer Verlag, 2002

[60] Datenblatt AD9240, Analog Devices

## Anhang

### Anhang A Ergänzungen zu den Rauschberechnungen

#### A.1 Berechnung des Rauschstromes des U/I-Wandlers für den Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung

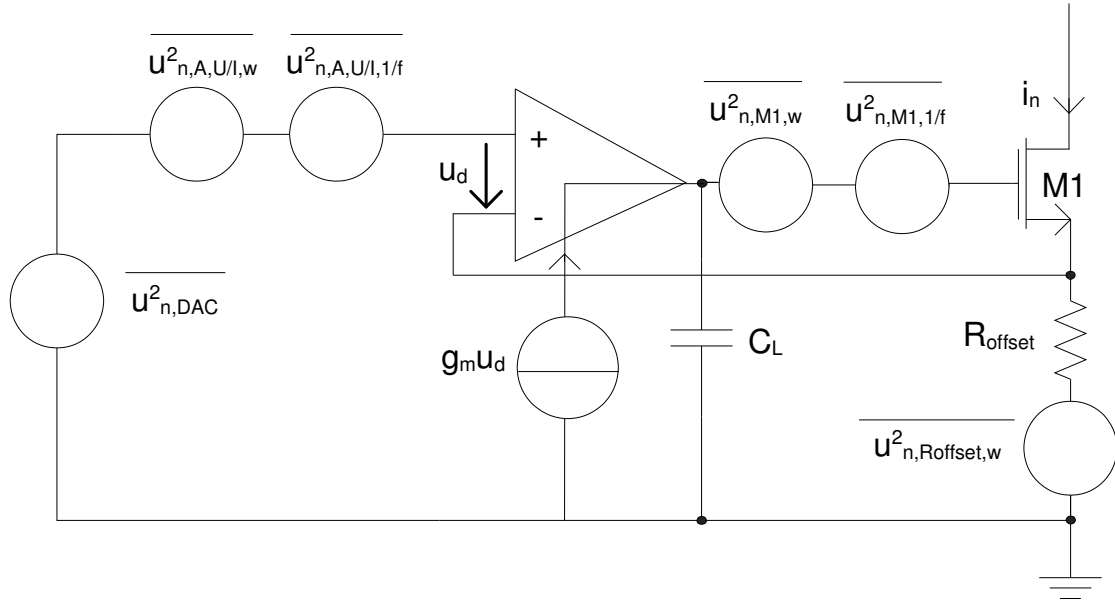


Abbildung 108: Schaltung des U/I-Wandlers

Für  $R_{offset} \gg 1/g_{mM1}$  gilt

$$i_n(s) \approx \frac{u_{n,DAC} + u_{n,A,U/I,w} + u_{n,A,U/I,1/f}}{R_{offset} \left( 1 + \frac{sC_L}{g_{mOTA}} \right)} - \frac{(u_{n,M1,w} + u_{n,M1,1/f}) \frac{sC_L}{g_{mOTA}}}{R_{offset} \left( 1 + \frac{sC_L}{g_{mOTA}} \right)} - \frac{u_{n,Roffset,w}}{R_{offset}}. \quad (A.1)$$

Das Rauschen des Transistors M1 kann vernachlässigt werden, da sein Rauschen zunächst hochpassgefiltert und durch den Integratorbetrieb tiefpassgefiltert wird.

## A.2 Übertragungsfunktion des Integrators

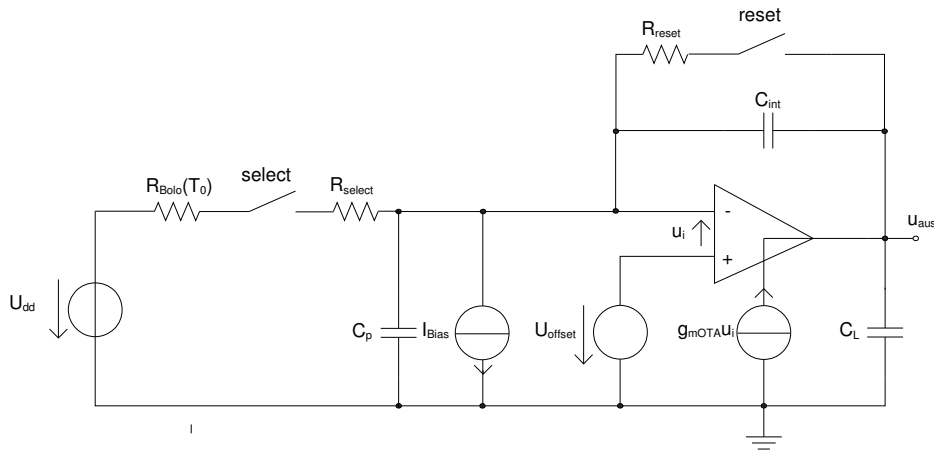


Abbildung 109: Schaltbild des Integrators

Mit der Annahme, dass  $R_{\text{reset}} = 0$  und  $R = R_{\text{Bolo}}(T_0) + R_{\text{select}}$  ergibt sich für die Ausgangsspannung  $U_{\text{aus}}(s)$  des Integrators nach Abbildung 109

$$U_{\text{aus}}(s) = \frac{U_{\text{offset}} \left(1 + s(C_{\text{int}} + C_p)R\right) + (I_{\text{Bias}} R - U_{\text{dd}}) \left(1 - \frac{sC_{\text{int}}}{g_{\text{mOTA}}}\right)}{s \frac{C_L + C_{\text{int}}(1 + g_{\text{mOTA}}R)}{g_{\text{mOTA}}} \left(1 + \frac{s(C_L C_{\text{int}} + C_p C_{\text{int}} + C_L C_p)}{g_{\text{mOTA}}}\right)}. \quad (\text{A.2})$$

Falls  $g_{\text{mOTA}}R \gg 1$  und  $C_{\text{int}}g_{\text{mOTA}}R \gg C_L$  erhält man:

$$U_{\text{aus}}(s) = \frac{U_{\text{offset}} \left(1 + s(C_{\text{int}} + C_p)R\right) + (I_{\text{Bias}} R - U_{\text{dd}}) \left(1 - \frac{sC_{\text{int}}}{g_{\text{mOTA}}}\right)}{sC_{\text{int}}R \left(1 + \frac{s}{g_{\text{mOTA}}} \left(C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{\text{int}}}\right)\right)}. \quad (\text{A.3})$$

## A.3 Rauschen des C2C-DACs

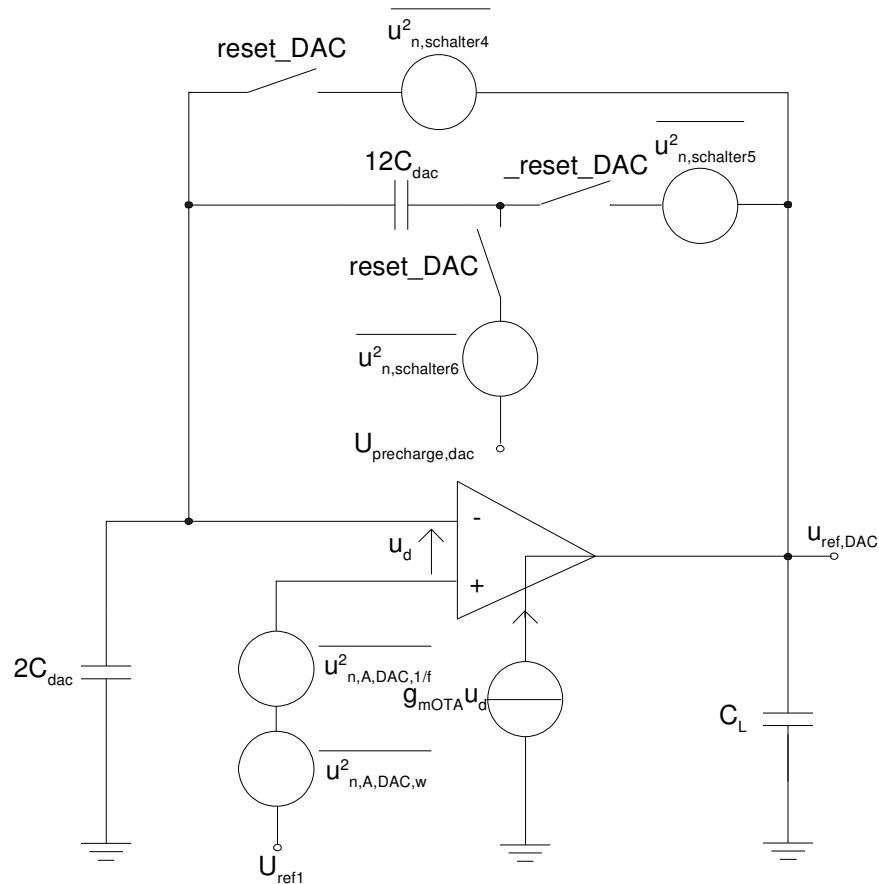


Abbildung 110: Ersatzschaltbild für den C2C-DAC

Der C2C-DAC nach Abbildung 75 und Abbildung 76 wird zu der Schaltung in Abbildung 110 vereinfacht. Die Kapazität, welche vom invertierenden Eingang des OTAs „gesehen“ wird, ist  $2C_{DAC}$ . Durch den Resetvorgang wird einmal das Rauschen des OTAs abgetastet. Die Schalter im Rückkoppelzweig, welche nach der Phase `reset_DAC` abgeschaltet werden, erzeugen einmal das kTC-Rauschen mit dem Rückkoppelkondensator. Die Bitwahlschalter erzeugen ebenfalls jeweils auf ihrer Kapazität ein kTC-Rauschen, welches jedoch gewichtet zum Ausgang übertragen wird. Das resultierende kTC-Rauschen ist das, welches ein Schalter zusammen mit der Ersatzkapazität  $2C_{DAC}$  erzeugen würde. Die Rauschleistung am Ausgang hervorgerufen durch den Resetvorgang des DACs ist somit

$$\overline{u_{n,ref,DAC}^2} = \left( 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{2C_{dac} + C_L \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)} \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)^2 \right) + \frac{kT_0}{12C_{dac}} + \frac{kT_0}{2C_{dac}} \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}}. \quad (A.4)$$

Dieses wird nun mit der DC-Übertragungsfunktion des Integrators zum Ausgang der CDS-Stufe beim Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung übertragen. Hinzu kommt die Rauschleistungsdichte des Verstärkers während der Phase \_reset\_DAC. Diese wird mit den Übertragungsfunktionen der jeweiligen Eingänge am Integrator-OTA zum Ausgang der CDS-Stufe übertragen.

$$\frac{\overline{u_{n,ref,DAC}^2}}{\Delta f} = \left( 2 \frac{KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 2K \frac{k_{fOTA}}{fC_{ox}^2 WL} \right) \cdot \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)^2 \left| \frac{1}{1 + j2\pi f \frac{C_L + 2C_{dac} + \frac{2C_L C_{dac}}{12C_{dac}}}{g_{mOTA}}} \right|^2 \quad (A.5)$$

#### A.4 Rauschen des R2R-DACs

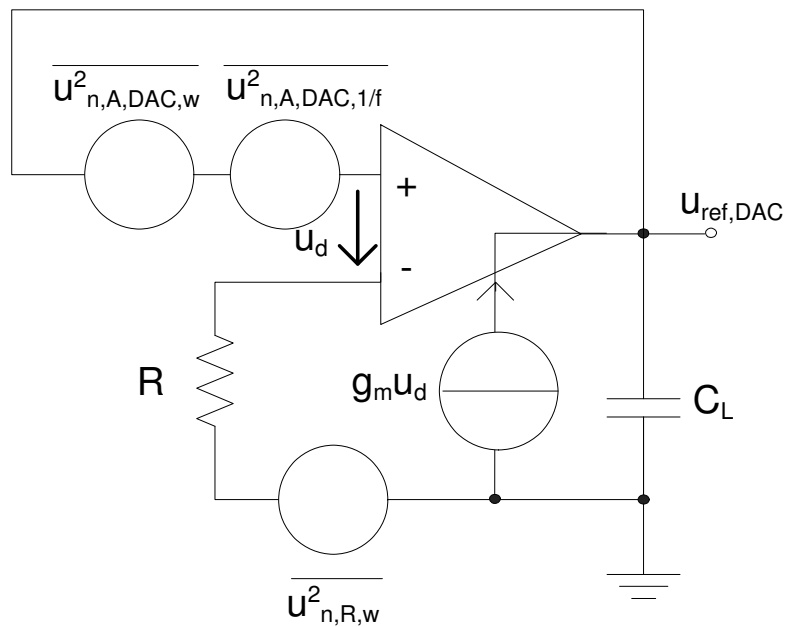


Abbildung 111: Ersatzschaltbild für den R2R-DAC

Der R2R-DAC nach Abbildung 88 wird zu der Schaltung in Abbildung 111 vereinfacht. Der Widerstand, welcher vom invertierenden Eingang des OTAs „gesehen“ wird ist  $R$ . Die Rauschleistungsdichte am Ausgang des DACs ist somit

$$\frac{\overline{u_{n,ref,DAC}^2}}{\Delta f} = \left( 2 \frac{4KkT_0 n \gamma}{g_{mOTA}} + 4kT_0 R \right) \left| \frac{1}{1 + j2\pi \cdot f \frac{C_L}{g_{mOTA}}} \right|^2. \quad (A.6)$$

### A.5 Funktion der CDS-Stufe

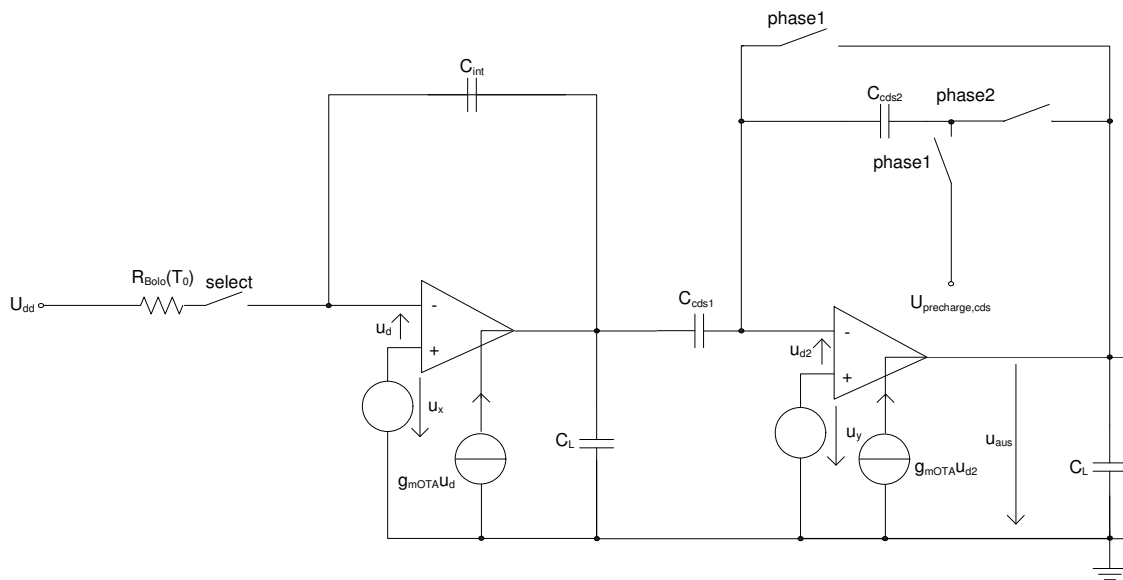


Abbildung 112: Schaltplan des Integrators mit CDS-Stufe zur Analyse

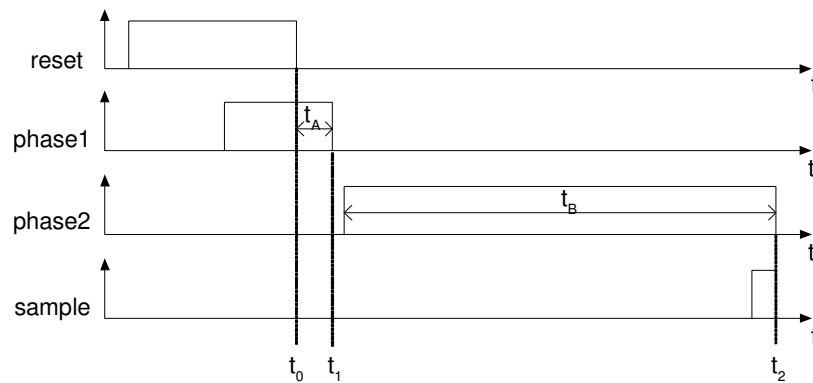


Abbildung 113: Taktschema zum Schaltplan des Integrators mit CDS-Stufe zur Analyse

Die CDS-Stufe ist in z.B. [34] beschrieben, dennoch soll sie hier kurz erläutert werden. Zunächst soll die Funktion des Integrators mit CDS-Stufe nach Abbildung 112 mit dem Taktschema nach Abbildung 113 analysiert werden. Zu beachten ist dabei, dass die Signale teils zeitkontinuierlich und teils zeitdiskret sind. Die resultierende Ausgangsspannung ist zeitdiskret. Die Ladung  $\Delta Q(t_2)$  am Kondensator  $C_{cds2}$  zum Zeitpunkt  $t_2$  errechnet sich aus dem Produkt von Kapazität des Kondensators und der Spannung über dem Kondensator  $u_{aus2}(t_2) - u_y(t_2)$  zum Zeitpunkt  $t_2$ . Für die Ausgangsspannung zum Zeitpunkt  $t_2$  gilt dann

$$u_{aus}(t_2) = \frac{\Delta Q(t_2)}{C_{cds2}} + u_y(t_2) \quad (A.7)$$

Die Ladung  $\Delta Q(t_2)$  setzt sich zusammen aus der Vorladung des Kondensators  $C_{cds2}$  zum Zeitpunkt  $t_1$  abzüglich der Ladung des Kondensators  $C_{cds1}$  zum Zeitpunkt  $t_1$  plus der Ladung des Kondensators  $C_{cds1}$  zum Zeitpunkt  $t_1$ . Somit gilt

$$\Delta Q(t_2) = -C_{cds2}u_y(t_1) - C_{cds1}(u_{int}(t_2) - u_y(t_2)) + C_{cds1}(u_{int}(t_1) - u_y(t_1)) \quad (A.8)$$

Setzt man Gleichung (A.8) in Gleichung (A.7) ein, erhält man die berühmte CDS-Gleichung.

$$u_{aus}(t_2) = \frac{C_{cds1}}{C_{cds2}}(u_{int}(t_1) - u_{int}(t_2)) - \left(1 + \frac{C_{cds1}}{C_{cds2}}\right)(u_y(t_1) - u_y(t_2)) \quad (A.9)$$

Für die Spannung am Integrator gilt

$$u_{int}(t) = -\frac{1}{C_{int}} \int_0^t i(t) dt \quad (A.10)$$

Nun werden unterschiedliche Fälle betrachtet:

Fall a)

Wir nehmen an, dass die Spannung  $u_y$  eine DC-Offsetspannung ist, also gilt  $u_y(t_1) = u_y(t_2)$ . Somit erhält man

$$u_{aus}(t_2) = \frac{C_{cds1}}{C_{cds2}}(u_{int}(t_1) - u_{int}(t_2)). \quad (A.11)$$

Es ist zu erkennen, dass sich alle Offsetspannungen und DC-Referenzspannung am nichtinvertierenden Eingang des CDS-OTAs aufheben.

Für die Spannungen  $u_{int}(t_1)$  und  $u_{int}(t_2)$  gelten

$$u_{int}(t_1) = -\frac{(U_{Bias} - U_x)t_A}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \quad (A.12)$$

bzw.



$$u_{\text{int}}(t_2) = -\frac{(U_{\text{Bias}} - U_x)t_B}{R_{\text{Bolo}}(T_0)C_{\text{int}}} \quad (\text{A.13})$$

Es folgt für die Ausgangsspannung zum Zeitpunkt  $t_2$

$$u_{\text{aus}}(t_1) = \frac{(U_{\text{Bias}} - U_x)(t_B - t_A)}{R_{\text{Bolo}}(T_0)C_{\text{int}}} \quad (\text{A.14})$$

Fall b)

Wir nehmen an, dass die Spannung  $u_{\text{int}}$  alle Rauschquellen des Integrators enthält. Die Spannung  $u_y$  repräsentiert die äquivalente Eingangsspannung des CDS-OTAs. Weiterhin wird angenommen, dass es am invertierenden Eingang des CDS-OTAs keine parasitäre Kapazität gibt, da im Gegensatz zum Integrator hier keine große Spaltenkapazität zu finden ist, sondern nur eine vernachlässigbar kleine Streukapazität. Das Rauschen der Schalter der CDS-Stufe wird später betrachtet. Wenn nur weißes Rauschen betrachtet wird mit einer Bandbreite, welche wesentlich größer als die Abtastfrequenz ist, ist das Rauschen zu den Abtastzeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  unkorreliert. Daher gilt ausgehend von Gleichung (A.9)

$$u_{n,\text{aus},w}^2 = 2\left(\frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}}\right)^2 \frac{u_{\text{int},n,w}^2}{\Delta f} \text{NBW} + 2\left(1 + \frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}}\right)^2 \frac{u_{y,n,w}^2}{\Delta f} \text{NBW}. \quad (\text{A.15})$$

Gewöhnlich verdoppelt eine CDS-Stufe das weiße Rauschen wie bei der äquivalenten Rauschspannung  $u_{y,n,w}^2$  des CDS-OTAs zu erkennen ist. Zu beachten ist, dass obige Gleichung das gesamte breitbandige Rauschen von 0 bis  $\infty$ , jedoch durch die endliche Bandbreite des OTAs begrenzt, enthält. Dieses Rauschen wird ins Basisband heruntergefaltet.

Fall c)

Nun wird niederfrequentes Rauschen angenommen. Die Analyse hierfür ist vollkommen unterschiedlich, da das abgetastete Rauschen nun korreliert ist. Der zweite abgetastete Wert, welcher einfach nur um  $e^{-j2\pi f t_B}$  verzögert aufgenommen wurde, wird vom ersten subtrahiert. Somit gilt ausgehend von Gleichung (A.10)

$$\begin{aligned} u_{n,\text{aus},1/f}^2 &= \int_0^\infty \left( \left( \frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}} \right)^2 \left| 1 - e^{-j2\pi f t_B} \right|^2 \left| \frac{u_{\text{int},n,1/f}^2}{\Delta f} \right| + \left( 1 + \frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}} \right)^2 \left| 1 - e^{-j2\pi f t_B} \right|^2 \left| \frac{u_{y,n,1/f}^2}{\Delta f} \right| \right) df \\ &= 4 \int_0^\infty \left( \left( \frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}} \right)^2 \left| \frac{u_{\text{int},n,1/f}^2}{\Delta f} \right| + \left( 1 + \frac{C_{\text{cds1}}}{C_{\text{cds2}}} \right)^2 \left| \frac{u_{y,n,1/f}^2}{\Delta f} \right| \right) \sin^2(\pi f t_B) df \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Das gesamte Rauschen auf dem Speicherkondensator  $C_{\text{sample}}$  wird beschrieben durch

$$u_{n,\text{sample}}^2 = u_{n,\text{aus},w}^2 + u_{n,\text{aus},1/f}^2 + u_{n,\text{schalter}}^2 \quad (\text{A.17})$$

wobei

$$u_{n,\text{schalter}}^2 = 3 \frac{kT_0}{C_{\text{cds}2}} + \frac{kT_0}{C_{\text{sample}}} \quad (\text{A.18})$$

Dabei wurde angenommen, dass alle drei in der CDS-Stufe vorhandenen Schalter einen Rauschbeitrag von  $kT_0/C_{\text{cds}2}$  leisten. Hinzu kommt der Anteil  $kT_0/C_{\text{sample}}$  welcher von der Sample & Hold Stufe beigesteuert wird. Die Übertragungsfunktion dieses Abtast & Halte-Gliedes wird für das Basisband mit „1“ angenommen.

## A.6 Ergebnisse der Rauschberechnung Pulsed Bias Betrieb mit konstanter Spannung

$$\begin{aligned} \overline{u_{n,\text{sample},w}^2} = & 4kT_0 R_{\text{Bolo}}(T_0) \left( \frac{t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{1}{2t_{\text{Pixel}}} + \\ & + 2 \frac{4KkTn\gamma}{g_{\text{mOTA}}} \left( \left( \frac{t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{1}{2t_{\text{Pixel}}} + 2 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{g_{\text{mOTA}}}{4 \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{\text{int}}} \right)} \right) + \\ & + 2 \frac{4KkTn\gamma}{g_{\text{mOTA}}} \left( 1 + \frac{2C_{\text{dac}}}{12C_{\text{dac}}} \right)^2 \left( \left( \frac{t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{Bolo}}(T_0) C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{1}{2t_{\text{Pixel}}} + 2 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{g_{\text{mOTA}}}{4 \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{\text{int}}} \right)} \right) + \\ & + \left( 2 \frac{4KkTn\gamma}{g_{\text{mOTA}}} \left( 1 + \left( 1 + \frac{2C_{\text{dac}}}{12C_{\text{dac}}} \right)^2 \right) + 4kT_0 R_{\text{offset}} \right) \left( \frac{t_{\text{Pixel}}}{R_{\text{offset}} C_{\text{int}}} \right)^2 \frac{1}{2t_{\text{Pixel}}} + \\ & + 2 \frac{4KkTn\gamma}{g_{\text{mOTA}}} 2 \left( 1 + \frac{C_{\text{cds}}}{C_{\text{cds}}} \right)^2 \frac{g_{\text{mOTA}}}{4 \left( C_L + C_{\text{cds}} + \frac{C_L C_{\text{cds}}}{C_{\text{cds}}} \right)} + \frac{3kT}{C_{\text{cds}}} + \frac{kT}{C_{\text{sample}}} \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,sample,1/f}^2} &= k_{fBolo} U_{Bias}^2 \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{4t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right) + \\
&+ 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \left( 1 + \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)^2 \right) \left( \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{4t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right) + \right. \\
&\left. 4 \left( 1 + \frac{C_p}{C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{4t_{shutter} g_{mOTA}}{2\pi \left( C_L + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right) \right) + \\
&+ 2K \frac{k_{fOTA}}{C_{ox}^2 WL} \left( 1 + \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)^2 \right) \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{offset}C_{int}} \right)^2 \ln \left( \frac{4t_{shutter}}{t_{Pixel}} \right) + \\
&+ 2 \frac{4KkTn\gamma}{g_{mOTA}} \left( 1 + \frac{C_{cgs}}{C_{cgs}} \right)^2 4 \ln \left( \frac{4t_{shutter} g_{mOTA}}{2\pi \left( C_{cgs} + C_p + \frac{C_L C_p}{C_{int}} \right)} \right)
\end{aligned} \tag{A.20}$$

$$\overline{u_{n,SF,Buffer,w}^2} = K_{SF} \frac{kT_0 n\gamma}{C_{L,SF}} + 2 \frac{K_B kT_0 n\gamma}{C_{comp}} + \frac{K_{B2} kT_0 n\gamma}{C_{aus}} \tag{A.21}$$

$$\begin{aligned}
\overline{u_{n,SF,Buffer,1/f}^2} &= K_{SF} \frac{k_{jSF}}{C_{ox}^2 W_2 L_2} \ln \left( \frac{4t_{shutter} g_{mSF}}{2\pi C_{L,SF}} \right) + 2K_B \frac{k_{jBuffer}}{C_{ox}^2 W_{Buffer} L_{Buffer}} \ln \left( \frac{4t_{shutter} g_{mBuffer}}{2\pi C_{comp}} \right) + \\
&+ K_{B2} \frac{k_{jBuffer2}}{C_{ox}^2 W_{Buffer2} L_{Buffer2}} \ln \left( \frac{4t_{shutter} g_{mBuffer2}}{2\pi C_{aus}} \right)
\end{aligned} \tag{A.22}$$

$$\overline{u_{n,reset}^2} = \left( 2 \frac{KkT_0 n\gamma}{C_L + 2C_{dac} + \frac{C_L 2C_{dac}}{12C_{dac}}} \left( 1 + \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right)^2 + \right) \left( \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}} \right)^2 + \left( \frac{t_{Pixel}}{R_{offset}C_{int}} \right)^2 \right) + \left( \frac{kT_0}{12C_{dac}} + \frac{kT_0}{2C_{dac}} \frac{2C_{dac}}{12C_{dac}} \right) \tag{A.23}$$

## A.8 Bestimmung der Spannung $U_0$ bei der Schaltungsvariante Aufladung eines Kondensators zur Gegenüberstellung der NETDs

Die Spannung und der Strom im Bolometer sind bei der Schaltungsvariante Aufladung eines Kondensators nicht konstant. Die Spannung  $U_0$  soll so gewählt werden, dass während der Akquisitionszeit  $t_{Pixel}$  die gleiche Menge Energie im Bolometer umgesetzt wird wie bei den anderen Ausleseschaltungen. Es gilt daher:

$$\begin{aligned}
W_{elektrisch\_kons\_tan\_te\_Spannung} &= W_{elektrisch\_Kondensator} \\
\Rightarrow \frac{U_{Bias}^2}{R_{Bolo}(T_0)} t_{Pixel} &= \int_0^{t_{Pixel}} \frac{U_0^2}{R_{Bolo}(T_0)} e^{-\frac{t}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}} dt = \frac{U_0^2}{2} \left( 1 - e^{-\frac{2t_{Pixel}}{R_{Bolo}(T_0)C_{int}}} \right).
\end{aligned} \tag{A.24}$$

Mit der optimalen Akquisitionszeit  $t_{\text{Pixel}} = R_{\text{Bolo}}(T_0)C_{\text{int}}$  folgt

$$U_0 = \frac{U_{\text{Bias}}}{\sqrt{0.5(1-e^{-2})}} = 1.52 \cdot U_{\text{Bias}}. \quad (\text{A.25})$$

## Anhang B Kurzer Überblick über einige wichtige radiometrische Größen

Mit dem Raumwinkel  $\Omega$  wird ein räumlicher Bezirk betrachtet. Ein Raumwinkelement  $d\Omega$  ist definiert als

$$d\Omega = \frac{dA}{r^2} \quad (\text{B.1})$$

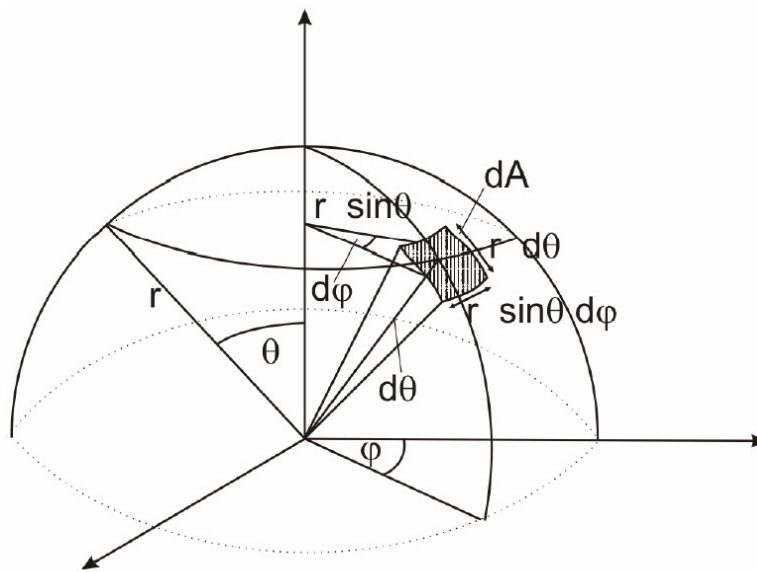


Abbildung 114: Definition des Raumwinkels [37]

Mit dem Flächenelement  $dA$  auf der Kugeloberfläche nach Abbildung 114 [37], welches durch

$$dA = r^2 \sin \theta d\theta d\phi \quad (\text{B.2})$$

beschrieben wird, folgt:

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi. \quad (\text{B.3})$$

Der Raumwinkel  $\Omega$  von 0 bis  $\theta$  über die gesamte Kreisfläche ergibt

$$\Omega = \int_{\theta=0}^{\theta} \int_{\phi=0}^{2\pi} \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi(1 - \cos \theta). \quad (\text{B.4})$$

Die Strahlungsenergie  $W_e$  beschreibt die Energie, die von einem Strahler zu einem Empfänger fließt. Der Index „e“ zeigt an, dass es sich um energetische Größen handelt. Hierbei erfolgt keine Gewichtung mit einer

Empfindlichkeitskennlinie eines Detektors oder Auges. Dividiert man diese Energie durch die zugehörige Zeit  $dt$ , erhält man den Strahlungsfluss  $\Phi_e$  [1].

$$\Phi_e = \frac{dW_e}{dt} [1] \quad (B.5)$$

Die Strahlstärke  $I_e$  ist definiert als der Quotient aus dem Strahlungsfluss und dem betrachteten Raumwinkel  $d\Omega$ . Sie gibt an, wie viel Strahlungsfluss in jedes einzelne Raumwinkelement abgestrahlt wird.

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega} [1] \quad (B.6)$$

Der Quotient aus der in Empfängerichtung vorhandenen Strahlstärke  $dI_e$  und der Fläche  $dA_{1\perp}$ , welche der Projektion der strahlenden Fläche  $dA_1$  in eine Ebene senkrecht zu der betrachteten Strahlungsrichtung entspricht, definiert die Strahldichte  $L_e$  [1]. Sie beschreibt die Strahlstärke in Relation zur strahlenden Fläche  $A_1$ . Der Kosinus des Winkels  $\theta$  berücksichtigt, dass die strahlende Fläche in Richtung des Betrachters bei einer Neigung um den Winkel  $\theta$  kleiner wirkt. Es gilt:

$$L_e = \frac{dI_e}{dA_{1\perp}} = \frac{dI_e}{dA_1 \cos \theta} [1] \quad (B.7)$$

Trifft Strahlung auf einen Körper findet Reflexion, Absorption und Transmission statt. Unter dem Transmissionskoeffizienten  $\tau(\lambda)$  versteht man den Quotienten aus durchtretenden Strahlungsfluss  $\Phi_{etr}$  und auftreffenden Strahlungsfluss  $\Phi_{e0}$ .

$$\tau(\lambda) = \frac{\Phi_{etr}}{\Phi_{e0}} [1] \quad (B.8)$$

Dividiert man den reflektierten Strahlungsfluss  $\Phi_{er}$  durch den auftreffenden Strahlungsfluss  $\Phi_{e0}$ , erhält man den Reflexionskoeffizienten  $\rho(\lambda)$ .

$$\rho(\lambda) = \frac{\Phi_{er}}{\Phi_{e0}} [1] \quad (B.9)$$

Der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\lambda)$  ist definiert als Quotienten aus absorbierten Strahlungsfluss  $\Phi_{ea}$  und auftreffenden Strahlungsfluss  $\Phi_{e0}$ .

$$\alpha(\lambda) = \frac{\Phi_{ea}}{\Phi_{e0}} [1] \quad (B.10)$$

Nach dem Energieerhaltungssatz gilt

$$\tau(\lambda) + \rho(\lambda) + \alpha(\lambda) = 1 [1] \quad (B.11)$$

Die Aussendung von Strahlung eines Körpers geschieht in Abhängigkeit seiner Temperatur und seiner Oberfläche. Körper, die viel emittieren, absorbieren auch viel. Der Emissionskoeffizient eines nichtschwarzen Körpers ist als Quotient aus Strahldichte  $L_e(\lambda, T)$  und Strahldichte  $L_{es}(\lambda, T)$  eines schwarzen Körpers definiert.

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L_e(\lambda, T)}{L_{es}(\lambda, T)} [1] \quad (\text{B.12})$$

Ein schwarzer Strahler, welcher einen idealen Strahler darstellt, absorbiert Strahlung vollständig, d.h.  $\alpha(\lambda) = 1$ . Er ist zugleich eine ideale thermische Strahlungsquelle.

Das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz besagt, dass der Quotient aus Emissions- und Absorptionskoeffizient bei der Temperatur  $T$  und Wellenlänge  $\lambda$  für alle Körper konstant und dem Betrag nach gleich dem Emissionskoeffizienten des schwarzen Strahlers ist, d.h.

$$\frac{\varepsilon(\lambda, T)}{\alpha(\lambda, T)} = \varepsilon_s(\lambda, T) = 1 [1]. \quad (\text{B.13})$$

Reale Strahler haben immer einen Emissionskoeffizienten  $\varepsilon < 1$ . Ist der Emissionskoeffizient dann konstant, spricht man von einem grauen Strahler [1]. Im thermischen Gleichgewicht gilt: Absorptionskoeffizient = Emissionskoeffizient.

## Anhang C Quellcode des VerilogA-Modells für ein Bolometer

Nach der Beschreibung in Kapitel 4 wurde folgender Quellcode für ein Bolometer entwickelt. Das Temperaturverhalten kann in einem bestimmten Arbeitspunkt in erster Näherung als metallisch, d. h. mit konstantem Temperaturkoeffizienten, angesehen werden. Ein Austausch der Formel zur Berechnung des Widerstandes durch Gleichung (3.13) bei größeren Arbeitspunktabweichungen ist ohne weiteres möglich.

```
// thermisches Bolometermodell
// Autor: D. Würfel
```

```

`include "constants.h"
`include "discipline.h"

module bolometer(n1,n2,T,Lstr);
inout n1,n2,T,Lstr;
electrical n1,n2,T,Lstr;

// default-Einstellungen (können in Cadence geändert werden)
parameter real R=10000000 from (0:inf),
  cbol=2e-10, // Wärmekapazität
  gbol=6e-8, // thermischer Leitwert
  alpha=-3e-3, // Temperaturkoeffizient
  Tgeh=300.0, // Gehäusetemperatur
  Tsub=300.0, // Substrattemperatur
  epsilonbol=0.8, // Emissionskoeffizient der Mikrobolometers
  epsilonstr=1.0, // Emissionskoeffizient der Strahlers
  epsilonub=0.2, // Emissionskoeffizient der Substrates
  epsilongeh=0.2, // Emissionskoeffizient der Gehäuses
  Fno=1.0, // Blendenzahl
  Abol=6.25e-10, // Bolometerfläche
  Llinse=91.262; // Strahldichte der Linse von 0-8 um und 14um-inf
  // eine Temperatur von 300K

real index, reff, Qstr, QgehLinse, Qsub, Qbol, sigma, pi, Lstrahler, temp;

branch(n1,n2) res;

analog begin
@(initial_step) begin
temp=300.0;
end

sigma=5.67051e-8; // Stefan-Boltzmann-Konstante
pi=3.1415927; // Zahl Pi
Lstrahler=V(Lstr);

// Vorbereitung zur Berechnung der Strahlungsleistungen
Qstr=epsilonbol*Abol*Lstrahler*pi/4/Fno/Fno;
QgehLinse=epsilonbol*Abol*Llinse*pi/4/Fno/Fno;
QgehLinse=epsilonbol*Abol*Llinse*pi/4.0/Fno/Fno+epsilonbol*Abol*sigma*
pow( Tgeh,4)*(1-1/4.0/Fno/Fno)*epsilongeh;
Qsub=(epsilonbol*Abol*sigma*pow( Tsub,4)*epsilonub);
Qbol=-sigma*pow(temp,4)*epsilonbol*2.0*Abol;

// Lösung der Summenformeln mit ausreichender Anzahl index
for (index=1;index<9;index=index+1) begin

Qstr=Qstr+epsilonbol*Abol*Lstrahler*pi/4.0/Fno/Fno*(pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonub),index)+pow( (1-
epsilongeh),index-1)*pow( (1-epsilonbol),2*index-1)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index-1)*pow( (1-epsilonub),index));

QgehLinse=QgehLinse+(epsilonbol*Abol*Llinse*pi/4.0/Fno/Fno+epsilonbol*
Abol*sigma*pow( Tgeh,4)*(1-1/4.0/Fno/Fno)*epsilongeh)*(pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonub),index)+pow( (1-
epsilongeh),index-1)*pow( (1-epsilonbol),2*index-1)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index-1)*pow( (1-epsilonub),index));

Qsub=Qsub+(epsilonbol*Abol*sigma*pow( Tsub,4)*epsilonub)*(pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index)*pow( (1-

```

```

1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonsub),index)+pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index-1)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonsub),index-1));

Qbol=Qbol+epsilonbol*sigma*pow(temp,4)*epsilonbol*Abol*(pow( (1-
epsilongeh),index-1)*pow( (1-epsilonbol),2*(index-1))*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index-1)*pow( (1-epsilonsub),index)+pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index-1)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonsub),index)+pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*(index-1))*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonsub),index-1)+pow( (1-
epsilongeh),index)*pow( (1-epsilonbol),2*index-1)*pow( (1-
1/4.0/Fno/Fno),index)*pow( (1-epsilonsub),index));

end

// Berechnung des Widerstandes
reff=R*(1+alpha*(temp-300));
//reff=R*exp(0.389*1.6*10000/2/1.38/temp); alternative Berechnung des
Widerstandes 0.389 entspricht der Aktivierungsenergie des Materials
// Berechnung des fließenden Stromes durch das Bolometer
I(res)<+V(res)/reff;
V(T)<+temp;
// Berechnung der aktuellen Temperatur des Bolometers
temp=idt((I(res)*V(res)+Qstr+Qbol+Qsub+QgehLinse-gbol*(temp-
Tsub))/cbol,300.0);
end
endmodule

```